

**Messung der Tensoranalysierstärken
der Reaktion $^{64}\text{Ni}(\text{d}, \text{p}) ^{65}\text{Ni}$**

von

Kurt Rüskamp

aus

Essen-Kupferdreh

1979

1980 p 9

Messung der Tensoranalysierstärken der Reaktion $^{64}\text{Ni} (d, p) ^{65}\text{Ni}$

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Kurt Rüskamp
aus
Essen-Kupferdreh

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

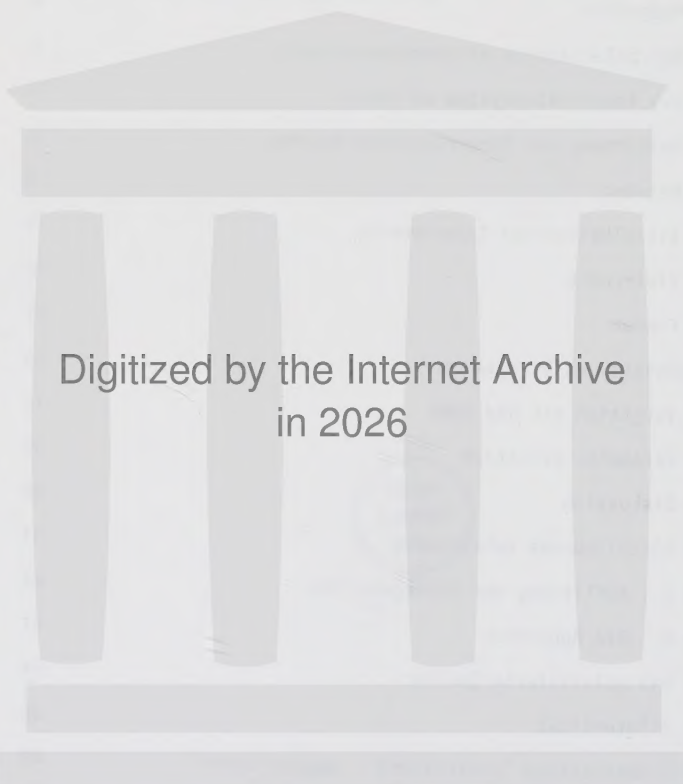


Tag der mündlichen Prüfung : 28. November 1979

Vorsitzender der Promotionskommission :	Professor Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter :	Professor Dr. E. Finckh
Zweitberichterstatter :	Professor Dr. A. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
2. Die Meßgrößen	4
2.1 Der polarisierte Wirkungsquerschnitt	4
2.2 Das Koordinatensystem am Target	5
2.3 Bestimmung der Tensoranalysierstärken	6
3. Die Messung	9
3.1 Einzelheiten des Experimentes	9
3.2 Elektronik	12
3.3 Fehler	14
4. Ergebnisse und Diskussion	16
4.1 Vergleich mit der DWBA	16
4.2 Parameter Variation	32
4.3 Diskussion	35
4.4 Abschließende Betrachtung	41
Anhang A : Auflistung der Meßergebnisse	42
Anhang B : Die Apparatur	47
B.1 Die polarisierte Quelle	48
B.1.1 Intensität	48
B.1.2 Umschaltung "polarisiert - unpolarisiert"	48
B.1.3 Die Spinwinkel β und Φ_Q	50
B.2 Die Strahlstabilisierung	52
B.3 Das Tensorpolarimeter	54
Literaturverzeichnis	57



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546213_0066

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Messung der drei Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} , T_{22} und des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^{64}\text{Ni}(d,p)$ bei 10 MeV Einschuß-Energie. Eine Messung der Vektoranalysierstärke dieser Reaktion bei der gleichen Energie liegt von J. V. Tyler vor. Neun Übergänge mit verschiedenem Drehimpuls-Übertrag werden analysiert und mit DWBA-Rechnungen verglichen, die den D-Zustand des Deuterons einschließen. Diese Untersuchung erweitert die Reihe der Kerne im mittleren Massenbereich, für die vollständige Datensätze zur Verfügung stehen.

Die Struktur der Tensoranalysierstärken wird bei der Verwendung bewährter Parametersätze für das Optische Modell gut beschrieben (Deuteronen-Parameter von Lohr-Haeberli, Protonen-Parameter von Becchetti-Greenlees).

Die Abhängigkeit der Tensoranalysierstärken vom Drehimpuls-Übertrag und Q-Wert wird diskutiert und mit den Beobachtungen anderer Autoren verglichen. Die von F.D. Santos in einem einfachen Modell gedeutete j-Abhängigkeit der Analysierstärke T_{22} zeigt sich bei den analysierten Übergängen und bestätigt eine bisher unsichere Spin-Zuordnung.

Gemessen wurde mit dem polarisierten Deuteronenstrahl der Erlanger Lamb-shift-Quelle. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit wurde die Polarisation des Strahles während der Messung mit 0.1 Hz ein- und ausgeschaltet. Die Lage des Strahles am Target wurde mit einer Regeleinrichtung stabilisiert. Die Detektoren waren in 4π - Geometrie angeordnet. Die Polarisation der Deuteronen wurde während des Experimentes fortlaufend mit einem Tensorpolarimeter gemessen. Das Polarimeter verwendet die Tensoranalysierstärke der Reaktion $^3\text{He}(d,p)$ unter 0° und zur Normierung die elastische Streuung von Deuteronen an Gold.

1. Einleitung

(d,p)-Reaktionen mit unpolarisierten Deuteronen dienen zur Bestimmung des spektroskopischen Faktors und des Bahn-Drehimpuls-Übertrags. Eine Verbesserung sind Messungen mit vektorpolarisierten Deuteronen, die eine Festlegung des gesamten übertragenen Drehimpulses mit Hilfe des j-Effektes ermöglichen. Bei Experimenten mit tensorpolarisierten Deuteronen erhält man als weitere Meßgrößen die drei Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} .

Zur Berechnung dieser T_{kq} benötigt man Tensorpotentiale oder den D-Zustand des Deuterons oder beides. Tensorpotentiale werden zur Zeit nur von Programmen zur Beschreibung der elastischen Deuteronen-Streuung benutzt. Das Programm DW-CODE von Harvey und Santos berücksichtigt bei der Berechnung der (d,p)-Reaktion den D-Zustand (HarS 70). Ein Vergleich der Tensoranalysierstärken mit den Rechnungen nach Harvey und Santos zeigt, wie gut diese Meßgrößen für viele Kerne und Übergänge im Rahmen der DWBA mit dem einen zusätzlichen Parameter, der D-Zustands-Beimischung des Deuterons, beschrieben werden können. Darüberhinaus kann die j-Abhängigkeit der Tensoranalysierstärken zusätzliche Information über den Spin des Endzustandes geben.

Nach Johnson (Joh 67) werden Tensoranalysierstärken in Abwesenheit von Spin-Bahn-Kräften allein durch den D-Zustand verursacht. Um den Einfluß von spin-abhängigen Kräften einzuschränken, sind daher die Tensoranalysierstärken bei kleinen Winkeln aussagekräftig. Insbesondere wird für T_{20} bei 0° eine große Amplitude erwartet (Bas 78).

Die vorliegenden Messungen wurden bei einer Energie von 10 MeV durchgeführt. In diesem Bereich ist das Überwiegen einer direkten Reaktion nur bei kleinen Streuwinkeln gewiß. Das ist ein weiterer Grund, sich bei der

Messung auf Vorwärtswinkel zu beschränken.

In einer Studie der Analysierstärken der (d,p)-Reaktion im benachbarten A-Gebiet an den Kernen ^{52}Cr , ^{54}Fe und ^{90}Zr bei 10 MeV stellten Rohrig und Haeberli die Notwendigkeit einer DWBA-Analyse mit dem D-Zustand fest (RohH 73). Basak et al. (Bas 78) ergänzten die Daten durch Messung von T_{20} und T_{22} an den Kernen ^{28}Si , ^{67}Zn , ^{90}Zr und ^{208}Pb bei 12.3 MeV. Die auf den D-Zustand besonders empfindliche Größe T_{21} konnte nicht gemessen werden.

Die Reihe der Kerne, für die vollständige Datensätze zur Verfügung stehen, sollte im mittleren Massenbereich ergänzt werden. In dieser Arbeit wurden der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Tensoranalysierstärken der Reaktion $^{64}\text{Ni}(d,p)$ bei einer Einschub-Energie von 10 MeV gemessen. Bei der Auswahl der Reaktion wurde auch berücksichtigt, daß viele Übergänge mit verschiedenen l-Werten gemessen werden können. Eine Messung der Vektoranalysierstärke iT_{11} , ebenfalls bei 10 MeV liegt von J.V.Tyler vor (Tyl 73).

Im nächsten Abschnitt wird kurz auf die verwendeten Meßgrößen eingegangen. Im Abschnitt 3 ist der Meßaufbau und die Durchführung des Experimentes beschrieben. Die Meßergebnisse und ihre Diskussion, insbesondere im Hinblick auf das Verhalten von Übergängen mit verschiedenem Drehimpuls-Transfer finden sich im Abschnitt 4. Die Zahlenwerte der Meßergebnisse sind im Anhang A aufgelistet. Da in dieser Messung einige Geräte und Verfahren zum ersten Male verwendet wurden, wird darüber im Anhang B ausführlicher berichtet.

2. Die Meßgrößen

In diesem Abschnitt werden die Darstellung der Meßgrößen durch den unpolarisierten und den polarisierten Wirkungsquerschnitt, sowie das verwendete Koordinatensystem beschrieben. Eine anschauliche Darstellung der Meßgrößen findet sich z.B. bei Darden (Dar 70). Eine ausführliche Beschreibung polarisierter Teilchen-Strahlen stammt von Fick (Fic 71).

2.1. Der polarisierte Wirkungsquerschnitt

Mißt man den Wirkungsquerschnitt mit polarisierten Teilchen, so erhält man eine Meßgröße, die im folgenden polarisierter Wirkungsquerschnitt genannt wird. Der polarisierte Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion der Strahlpolarisationen $\hat{t}_{10}$ und $\hat{t}_{20}$, der Analysierstärken des Targets sowie des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes $\sigma_0(\theta)$.

Nach (Hae 74) kann der differentielle polarisierte Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} \text{Gl. 2.1} \quad \sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) & \left(1 + 2 \hat{t}_{10} i T_{11} \sin \beta \cos \phi \right. \\ & + 1/2 \hat{t}_{20} T_{20} (3 \cos^2 \beta - 1) \\ & + 6 \hat{t}_{20} T_{21} \sin \beta \cos \beta \sin \phi \\ & \left. - 3/2 \hat{t}_{20} T_{22} \sin^2 \beta \cos 2 \phi \right) \end{aligned}$$

$\sigma_0(\theta)$: differentieller Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Deuteronenstrahl

$\hat{t}_{10}$: Vektorpolarisation des Deuteronenstrahls

$\hat{t}_{20}$: Tensorpolarisation des Deuteronenstrahls

$i T_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}$: Analysierstärken

Der polarisierte Deuteronenstrahl wird in unserem Labor von einer Lambshift-Quelle mit Sona-Übergang erzeugt. Der theoretisch erreichbare Grad von Tensorpolarisation ist daher $-1/2 \sqrt{2}$. Der noch vorhandene Vektoranteil im Strahl wurde zu 4 % gemessen und wird im folgenden vernachlässigt. Die Erzeugung eines polarisierten Strahles und die formale Beschreibung der Polarisation findet sich ausführlich an anderen Stellen (Fei 75), (Fic 71).

2.2 Das Koordinatensystem am Target

Das Target-Koordinatensystem wurde nach der Madison-Konvention gewählt. Es ist in Abb. 2.2 dargestellt.

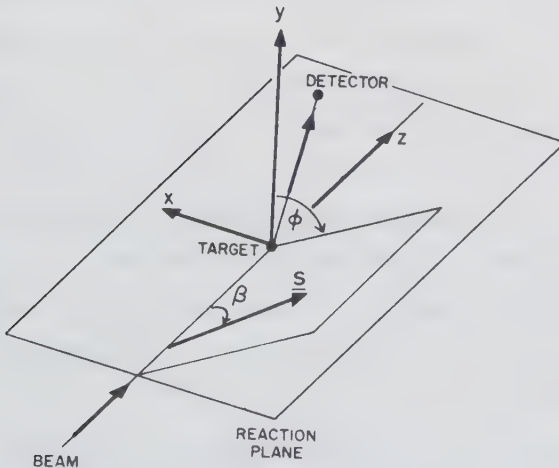


Abb. 2.2 : Die Richtung der Spin-Alignment-Achse $\underline{S}$ im Targetkoordinatensystem (x,y,z) wird durch die Winkel β und ϕ beschrieben. Aus (Hae 74)

Das System ist rechtshändig, die positive z-Achse zeigt in Richtung $\underline{k}_{in}$, die positive y-Achse ist durch das Produkt $\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out}$ definiert, mit $\underline{k}_{in}$ als dem Impuls der einfallenden, $\underline{k}_{out}$ als dem der auslaufenden Teilchen. Die Richtung des Teilchenspins wird beschrieben durch die Winkel β und ϕ . β ist der Winkel zwischen Strahlachse und Spin-Alignment-Achse $\underline{S}$. ϕ ist der Winkel zwischen der positiven y-Achse und der durch Alignment-Achse und Strahlachse aufgespannten Fläche. ϕ wird in Strahlrichtung blickend im Uhrzeigersinn gezählt.

2.3 Bestimmung der Tensoranalysierstärken

Die Winkel β und ϕ der Spin-Alignment-Achse können durch Präzession in Magnetfeldern der Quelle geändert und auf jeden beliebigen Wert eingestellt werden. Im Unterschied zu β hängt ϕ zusätzlich vom Ort des Detektors ab. Im folgenden wird die Zuordnung des Winkels ϕ für jeden Detektorort in Abhängigkeit von der Spineinstellung dargelegt.

Legt man senkrecht durch die Strahlachse ein ebenes Koordinatensystem so, daß die positive u-Achse nach oben, die positive v-Achse in Strahlrichtung gesehen nach rechts weist, kann man jedem Zähler ein Φ_G zuordnen, das durch den Winkel zwischen der positiven v-Achse und der Linie durch Ursprung und Projektion des Zählers auf das Koordinatensystem gegeben ist. Gezählt wird im mathematisch positiven Sinne. In diesem raumfesten Koordinatensystem besteht eine feste Zuordnung zwischen Zählerort und Φ_G .

Da in unserem Labor das Strahlrohr Ost-Mitte eine bevorzugte Stellung bezüglich des Transportes polarisierter Teilchen einnimmt, ist die Orientierung dieses ortsfesten Target-Koordinatensystems mit dem der Quelle identisch. Aus dem an der Quelle eingestellten Spinwinkel Φ_Q und dem Geometriewinkel Φ_G eines Zählers errechnet sich deshalb ϕ für jeden Zähler nach

$$G1.2.3.1 \quad \phi = \Phi_G + \Phi_Q + \pi/2$$

Φ_Q ist der Winkels zwischen positiver v -Achse und der Projektion des Spins auf die u - v -Ebene, gezählt im mathematisch positiven Sinn.

Tabelle 2.3 zeigt den Zusammenhang zwischen Zählerort, Φ_G und ϕ für den Fall $\Phi_Q = \pi/2$. Näheres über die Zuordnung von Φ_Q und ϕ zu den Quellen-Parametern findet sich im Anhang B.

Ort	links	rechts	oben	unten
Φ_G	180°	0°	90°	270°
ϕ	0°	180°	270°	90°
$(\Phi_Q=90^\circ)$				

Tab. 2.3 : Zusammenhang zwischen Detektorort und dem Winkel Φ_G in einem raumfesten Koordinatensystem. Der zugeordnete Winkel ϕ ist für den Spezialfall Spinwinkel $\Phi_Q = 90^\circ$ angegeben.

Die Tensoranalysierstärken lassen sich einfach darstellen durch die Verhältnisse der polarisierten und der unpolarisierten Wirkungsquerschnitte von Detektoren mit den zugeordneten Spin-Winkeln β und ϕ :

$$G1.2.3.2 \quad X_{\phi}^{\beta} = \frac{\sigma^p(\theta)}{\sigma^o(\theta)}$$

Für verschiedene Winkel ergibt sich :

G1. 2.3.3

$$\underline{\beta = 0^\circ} \quad T_{20} = 1/\hat{t}_{20} \times 1/N \left(\sum_{i=1}^N X_i - N \right) \quad N : \text{Anzahl der Detektoren}$$

G1. 2.3.4

$$\underline{\beta = 135^\circ} \quad iT_{11} = 1/2 \hat{t}_{10} (X_0^{135} - X_{180}^{135})$$

$$T_{20} = 1/\hat{t}_{20} (X_0^{135} + X_{90}^{135} + X_{180}^{135} + X_{270}^{135} - 4)$$

$$T_{21} = -1/\sqrt{6} \hat{t}_{20} (X_{90}^{135} - X_{270}^{135})$$

$$T_{22} = 1/\sqrt{6} \hat{t}_{20} (X_{90}^{135} + X_{270}^{135} - (X_0^{135} + X_{180}^{135}))$$

$$\text{Falls } \hat{t}_{10} = 0, \quad X_0^{135} = X_{180}^{135}$$

G1. 2.3.5

$$\underline{\beta = 90^\circ} \quad iT_{11} = \frac{1}{2 \sqrt{2} \hat{t}_{10}} (X_0^{90} - X_{180}^{90})$$

$$T_{20} = \frac{1}{2 \hat{t}_{20}} (X_0^{90} + X_{90}^{90} + X_{180}^{90} + X_{270}^{90} - 4)$$

$$T_{22} = \frac{1}{2 \sqrt{6} \hat{t}_{20}} (X_{90}^{90} + X_{270}^{90} - (X_0^{90} + X_{180}^{90}))$$

Bei korrekter Messung muß sein :

$$X_{90}^{90} = X_{270}^{90}$$

Die Meßgrößen T_{20} , T_{21} und T_{22} sind unabhängig von Vektorpolarisationsbeimischungen im Teilchenstrahl, wenn man sie nach den angegebenen Gleichungen errechnet.

3. Die Messung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Tensoranalysierstärken mehrerer Übergänge zum Kern ^{65}Ni wurde mittels der Reaktion $^{64}\text{Ni}(d,p)$ bei einer Strahlenergie von 10 MeV gemessen. Die Nummerierung der einzelnen Niveaus und die Anregungsenergien stammen von Anfinsen et al. (Anf 70). Eine weitere Untersuchung dieses Kernes liegt von Turkiewicz et al. (Tur 70) vor. Die Spinzunordnungen hat zuletzt Tyler (Tyl 73) vorgenommen, von dem auch die hier gezeigten iT_{11} -Daten stammen.

3.1 Einzelheiten des Experimentes

Gemessen wurde mit dem polarisierten Strahl der Erlanger LSQ in der 4π -Kammer (Bit 74) (Kli 77). Der Strahl wurde von einem EN - Tandem der Firma HVEC beschleunigt und magnetisch analysiert. Die Strahlage wurde durch eine Regeleinrichtung kurz vor dem Einschub in die Streukammer konstant gehalten. Der Kollimator vor dem Target bestand aus einer Strahlblende mit 2 mm und einer Antistreublende mit 2,3 mm Durchmesser.

Der Abstand der Antistreublende vom Target war 15 cm, der der Strahlblende 40 cm. Das Target war eine 1,09 mg/cm² dicke, gerollte Folie, die zu 98 % das Isotop ^{64}Ni enthielt. Lieferant war A.E.R.E Harwell in England.

Die Protonen wurden mittels acht 2000 μ dicken Oberflächensperrschichtzählern nachgewiesen. Während der Messungen mit den Spinstellungen $\beta = 90^\circ$ und 135° waren sie in 4π - Geometrie angeordnet, d.h. es wurde für je zwei Winkel mit 10° Abstand gleichzeitig links, rechts, oben und unten der Bereich von $20^\circ - 90^\circ$ in 5° -Schritten gemessen. Die Einstellung des

Spinwinkels Φ_Q war 90° , β wurde zwischen 90° und 135° gewechselt, die Strahlpolarisation wurde mit 0,1 Hz ein- und ausgeschaltet.

Zur Normierung der Verhältnisse von polarisierten und unpolarisierten Zählraten wurden mit vier ebenfalls in 4π - Geometrie angeordneten Monitor-Detektoren die elastisch gestreuten Deuteronen gemessen. Der Winkel der Monitore wechselte zwischen 25° , 30° , 40° und 45° . Die Untersuchung der Tensoranalysierstärken der elastischen Streuung $^{64}\text{Ni}(d,d_0)$ durch W.Hagen (Hag 79) zeigt für die Größe T_{20} in diesem Winkelbereich nur sehr kleine Effekte. Sie wurden bei der Normierung vernachlässigt. Da die Tensoranalysierstärke T_{20} bei gleicher Anzahl von Ereignissen den größten Fehler von allen Analysierstärken aufweist, wurde sie zusätzlich in 2π - Geometrie mit dem Spinwinkel $\beta = 0^\circ$ gemessen. Vier Winkel wurden in 10° Abstand symmetrisch links und rechts bestückt, die elastisch gestreuten Deuteronen durch zwei Monitore bei 30° nachgewiesen. In dieser Anordnung wurden die Winkel $40^\circ - 70^\circ$ in 10° -Schritten, die Winkel $75^\circ - 110^\circ$ in 5° -Schritten gemessen.

Die Detektorblenden waren kreisrund, die Blendendurchmesser wechselten von 3 mm bei $\theta = 20^\circ$ bis zu 11 mm ab $\theta = 40^\circ$. Die Winkelunschärfe war immer kleiner als 1.4° . Die Entfernung Detektor - Target war 0.25 m.

Um Aussagen über die Qualität der Daten zu erhalten, wurde jede Messung mehrmals durchgeführt. Zusammengehörige Meßdaten wurden gemittelt.

Die Tensorpolarisation des Deuteronenstrahles wurde durch das in Anhang B beschriebene $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ - Polarimeter gemessen. Der Strom am Target betrug durchschnittlich 60 nA, die mittlere Strahlpolarisation war $\hat{t}_{20} = -0,44$; das entspricht 62 % des Maximalwertes.

Die experimentelle Auflösung bei den meisten Messungen betrug 45 keV FWHM. Sie rührte her von der mit 19 - 23 keV gemessenen Detektor-Auflösung, vom

Energiestraggling des Strahles im Target (20 keV) und der kinematischen Energieverschmierung durch die 11 mm großen Detektorblenden (16 - 24 keV). Für Winkelstellungen, die eine Schrägstellung des Targets erforderten, wurde die Auflösung wesentlich schlechter (bis zu 180 keV FWHM). Die Abb. 3.1 zeigt ein Protonen-Spektrum.

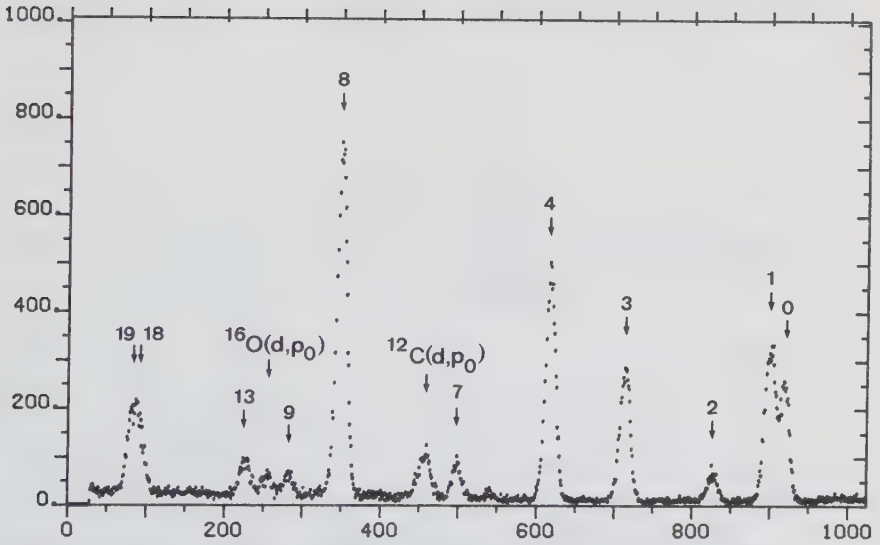


Abb. 3.1 : Ein typisches Pulshöhenspektrum der Reaktion $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$

$E_d = 10 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$. Die Benennung der einzelnen Protonenlinien folgt der von Anfinsen et al. angegebenen (Anf 70).

3.2 Elektronik

In Abb. 3.2.1 ist der Signalweg für einen Detektorzweig gezeichnet. Die Signale der acht Detektoren für den Protonen-Nachweis wurden über ein Camac-Interface in eine PDP 11 geroutet (Tre 76). Im Biased-Amplifier wurde die elastische Deuteronenlinie von den Protonen mit höherer Energie abgetrennt und das Protonenspektrum gespreizt. Das Analysierprogramm wurde von P.Urbainsky mittels seines FORCAM-Systems erstellt (Urb 79). Das Einbinden eines Auswerteprogrammes für Tensoranalysierstärken ermöglichte die Sofortauswertung mehrerer Protonenlinien. In dieser Konfiguration heißt das Programm EDDAT.

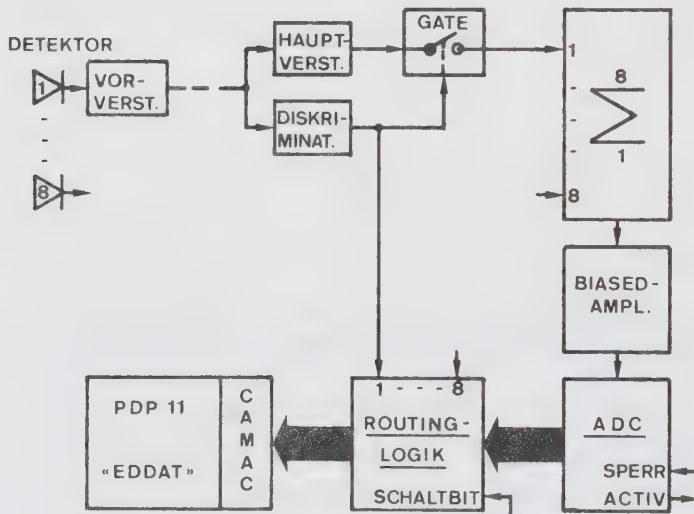


Abb. 3.2.1 : Modular aufgebauter Signalweg für acht Detektoren

Die Signale der Monitore und der Polarimeter-Zähler wurden ebenfalls gespreizt und durch ein zweites Routing-System (Hei 77) in eine PDP 7 gespeist. Das Programm SMB diente zur Analyse der Daten. Abb. 3.2.2 zeigt den Signalweg eines Monitordetektors.

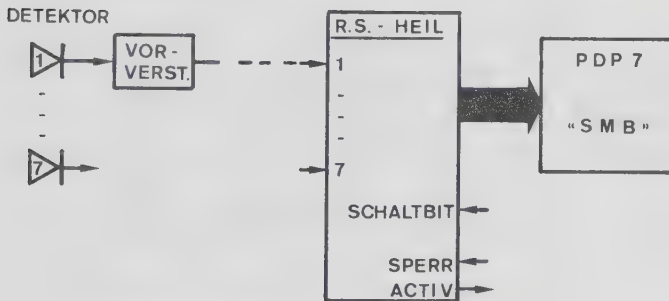


Abb. 3.2.2 : Signalweg für die Monitor- und Polarimeter-Detektoren in Verbindung mit dem Routing-System "Heil"

Die Steuerung des Experimentes, der Targetstromzähler und die Totzeitkorrektur zeigt Abb. 3.2.3. Ein zeitgesteuertes Gerät (Sch 76) bewirkt das Ein-Ausschalten der Strahlpolarisation. Gleichzeitig werden die Targetstromzähler der beiden Routingsysteme umgeschaltet und die Datenaufnahme in einem anderen Speicherbereich der Computer veranlaßt. Während der Umschaltzeit wird das Experiment durch Sperren der ADC's und der Targetstromintegration gestoppt. Die Totzeitkorrektur erfolgt für jedes Aufnahmesystem einzeln durch Sperren der jeweiligen Targetstromzähler

Der erste angeregte Zustand konnte vom Grundzustand nicht völlig getrennt werden. Der mit anderen Messungen gut übereinstimmende Verlauf des Wirkungsquerschnittes läßt die Annahme zu, daß die Analyse der beiden Zustände gelungen ist, besonders da die absolute Stärke eines Überganges für die Auswertung der Tensoranalysierstärken unerheblich ist. Der Winkel 20° konnte beim Grundzustands-Übergang wegen Schwierigkeiten mit der Festlegung des Untergrundes nicht ausgewertet werden.

Der Übergang Nr. 7 ($E_x = 1.417$ MeV) überlappte bei Winkeln 25° und 30° mit Protonen aus der $^{12}\text{C}(d, p_0)$ - Reaktion. Diese Meßpunkte wurden verworfen. Die Überlappung des Überganges Nr. 8 ($E_x = 1.920$ MeV) bei 50° mit dieser Reaktion führt auf Grund der großen Stärke dieses Überganges nur zu kleinen Fehlern, die vernachlässigt wurden.

Der Übergang Nr. 9 ($E_x = 2.144$ MeV) überlappt bei 20° , 25° und 30° mit $^{16}\text{O}(d, p_0)$, bei 60° mit $^{12}\text{C}(d, p_0)$, für den Übergang Nr. 13 ($E_x = 2.336$ MeV) sind die entsprechenden Winkel 40° , 45° und 65° . Die restlichen Daten sind auch wegen des großen statistischen Fehlers wenig aussagekräftig und werden nur der Vollständigkeit halber gezeigt.

Zum statistischen Fehler der Wirkungsquerschnitts-Messung müssen weitere Fehler addiert werden. Die Messung der Targetdicke ist auf 5 % genau. Die Absolutgenauigkeit der Targetstromintegration liefert weitere 5 % Fehler. Die Subjektivität des Markensetzens bei der Auswertung der Daten führt zu einem Fehler, der mit 5 % veranschlagt wird. Da die polarisierte und die unpolarisierte Messung mit gleichen Integrationsmarken ausgewertet wurde, ist dies für die Analysierstärken ohne Bedeutung. Mit weiteren 5 % Fehlern aus ungenauer Detektorblendenbestimmung ergibt sich also eine mögliche Verschiebung der Wirkungsquerschnittskurven um ± 10 % und ein relativer Fehler von 10 %, der zum statistischen Fehler addiert werden muß. Die Messungen mit $\beta = 0^\circ$ wurden für die Wirkungsquerschnittsbestimmung nicht herangezogen, da ein Fehler in der Targetstromintegration vorlag.

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1 Vergleich mit der DWBA

Die gemessenen Daten werden mit DWBA-Kurven verglichen, die mit dem Programm DW-CODE (HarS 70) auf der TR-440-Rechenmaschine des Rechenzentrums der Universität Erlangen berechnet wurden. Das Programm berücksichtigt den D-Zustand des Deuterons in einer lokalen Energie-Näherung. Dies bewirkt eine Erweiterung des Drehimpuls-Raumes und damit eine Verbesserung der Näherung gegenüber Programmen, die nur den S-Zustand des Deuterons beinhalten. Der Wert des D-Zustand-Parameters D_2 war 0.524, entsprechend einer D-Zustands-Beimischung von etwa 4 % (JohS 71).

Als Parameter für den Eingangs-Kanal wurden die von Lohr und Haeberli (LOhH 74) angegebenen Werte und Gleichungen verwendet. Die Protonen-Parameter stammen aus dem Satz von Becchetti und Greenlees (BecG 69). Durch Anpassen der von der DWBA errechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte an die Meßdaten in der Nähe der Strippingmaxima wurden die spektroskopischen Faktoren S_{lj} aus Gleichung 4.1 errechnet.

$$\text{Gl. 4.1} \quad \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{exp}}^{lj} = S_{lj} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{DWBA}}^{lj}$$

In Tabelle 4.1 sind die analysierten Übergänge mit den zugeordneten Gesamtdrehimpulsen und den errechneten spektroskopischen Faktoren gelistet. Die Bilder 4.1.1.1 - 4.1.9.2 zeigen den differentiellen Wirkungsquerschnitt, die von J.V.Tyler gemessene Vektoranalysierstärke iT_{11} und die drei Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} nach dem Gesamtdrehimpuls j geordnet im Vergleich mit den DWBA-Rechnungen

Tab. 4.1

Spektroskopische Faktoren S

Übergang Nr.	E_x	1	j	Diese Arbeit $E_d = 10 \text{ MeV}$	J.V.Tyler $E_d = 10 \text{ MeV}$	Anfinzen $E_d = 7.5 \text{ MeV}$	Turkiewicz $E_d = 11.5 \text{ MeV}$
0	0.000	3	5/2	0.26	0.41	0.34	0.42
1	0.064	1	1/2	0.53	0.69	0.62	0.71
2	0.310	1	3/2	0.034	0.033	0.035	0.043
3	0.692	1	3/2	0.15	0.13	0.24	0.19
4	1.013	4	9/2	0.74	0.73	1.0	0.74
7	1.417	1	1/2	0.07	0.076	0.085	0.075
8	1.920	2	5/2	0.16	0.19	0.26	0.24
9	2.144	1	3/2	0.018	0.021	0.018	0.027
13	2.336	4	9/2	0.10	0.15		

Abb. 4.1.1.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_1)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 0.064$ MeV, $l = 1$, $j = 1/2$

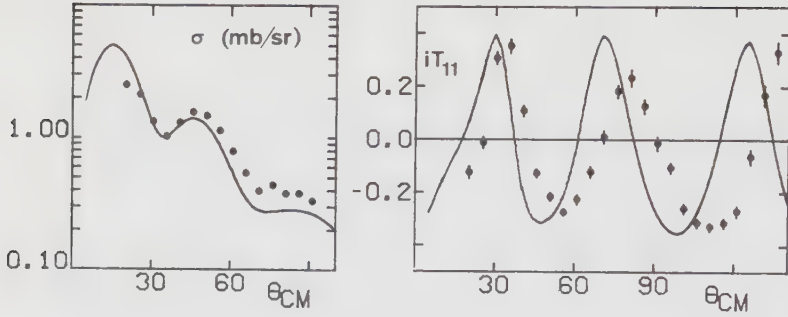


Abb. 4.1.2.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_7)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 1.417$ MeV, $l = 1$, $j = 1/2$

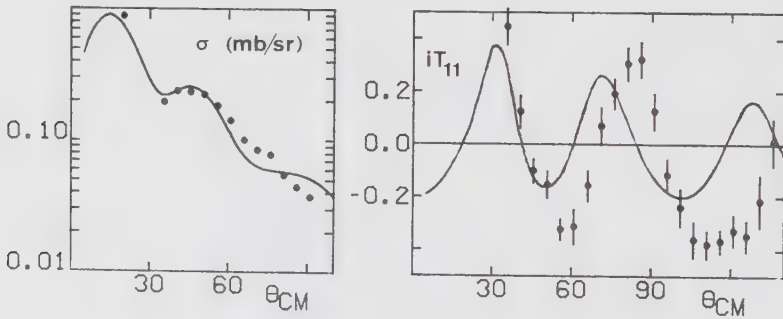


Abb. 4.1.1.2

$^{64}\text{Ni} (d, p_1) ^{65}\text{Ni}$, $E_X = 0.064$ MEV

$L=1$, $J=1/2$

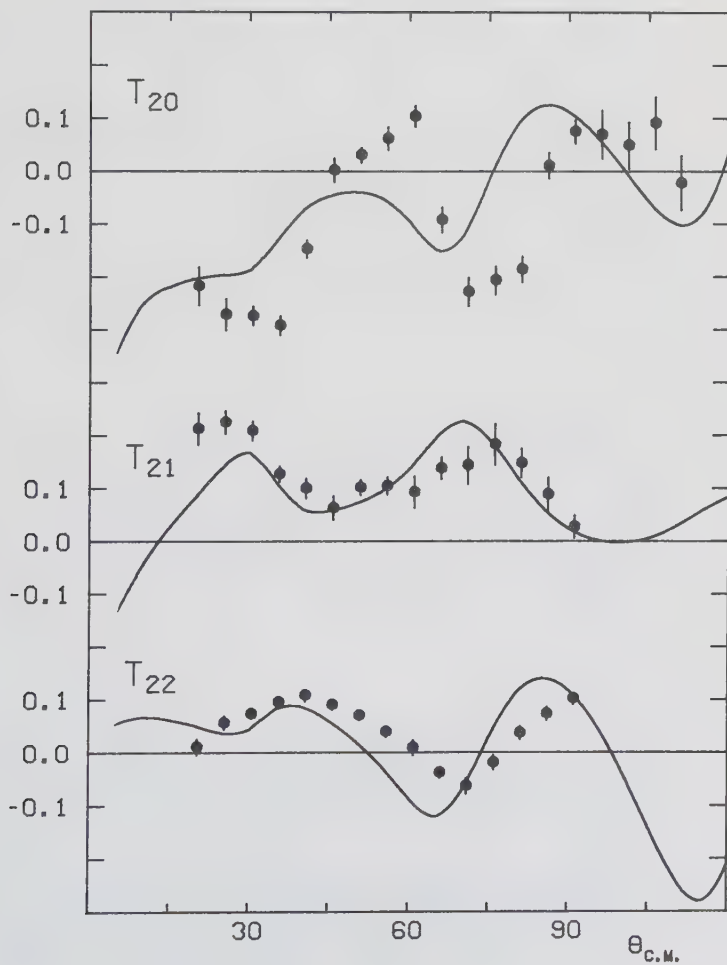


Abb. 4.1.2.2

$^{64}\text{Ni} (d, p_7) ^{65}\text{Ni}$, $E_x = 1.417 \text{ MEV}$

$L=1$, $J=1/2$

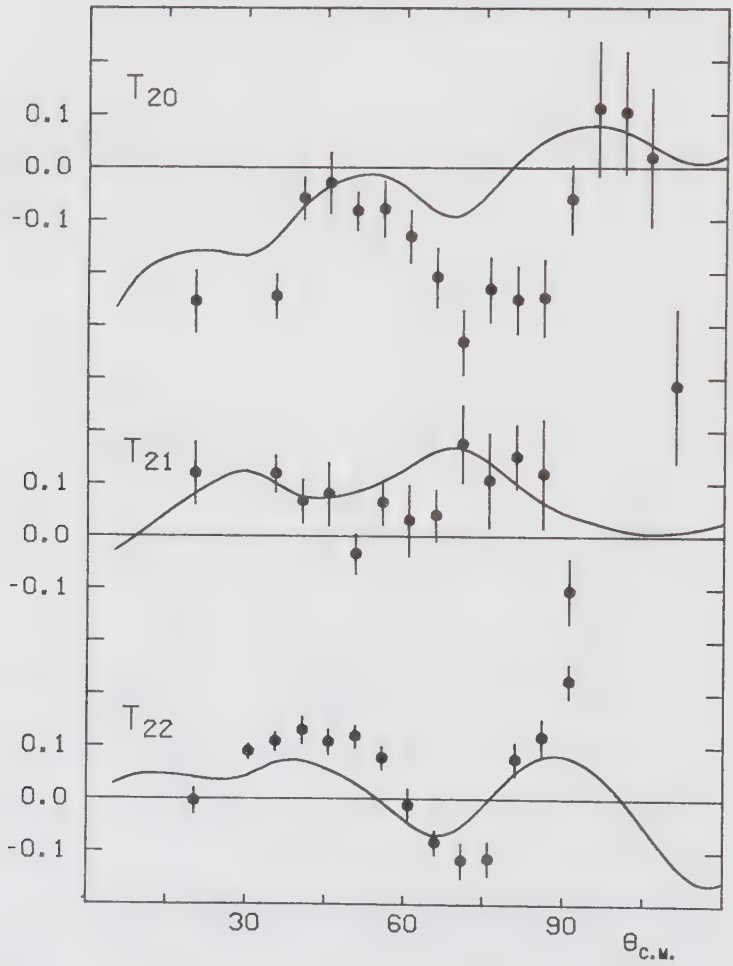


Abb. 4.1.3.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_2)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 0.310$ MeV, $l = 1$, $j = 3/2$

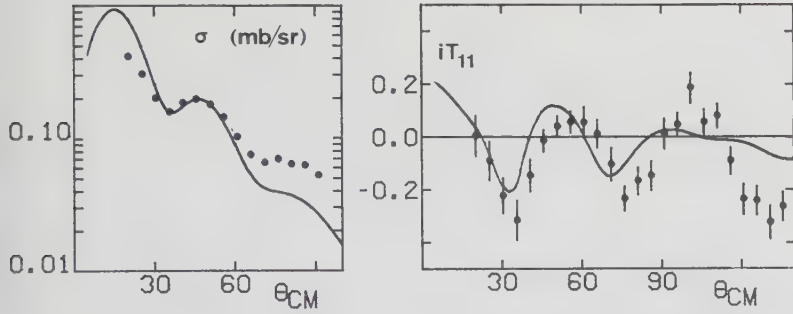


Abb. 4.1.4.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_3)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 0.092$ MeV, $l = 1$, $j = 3/2$

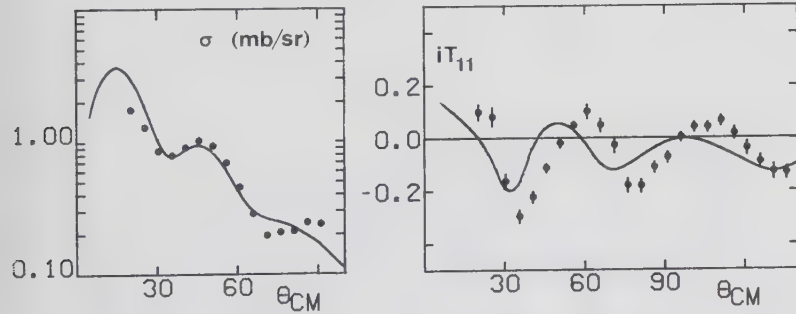


Abb. 4.1.5.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_9)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 2.144$ MeV, $l = 1$, $j = 3/2$

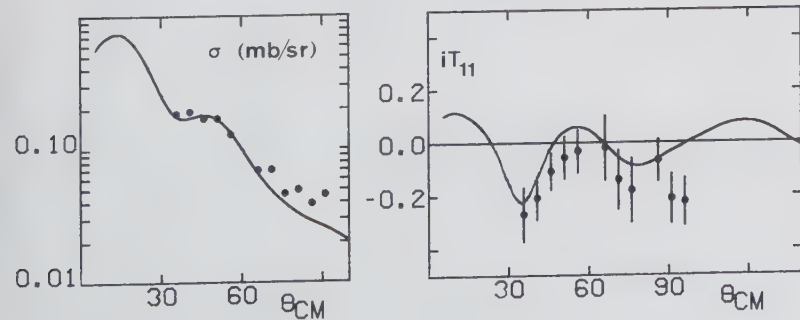


Abb. 4.1.3.2

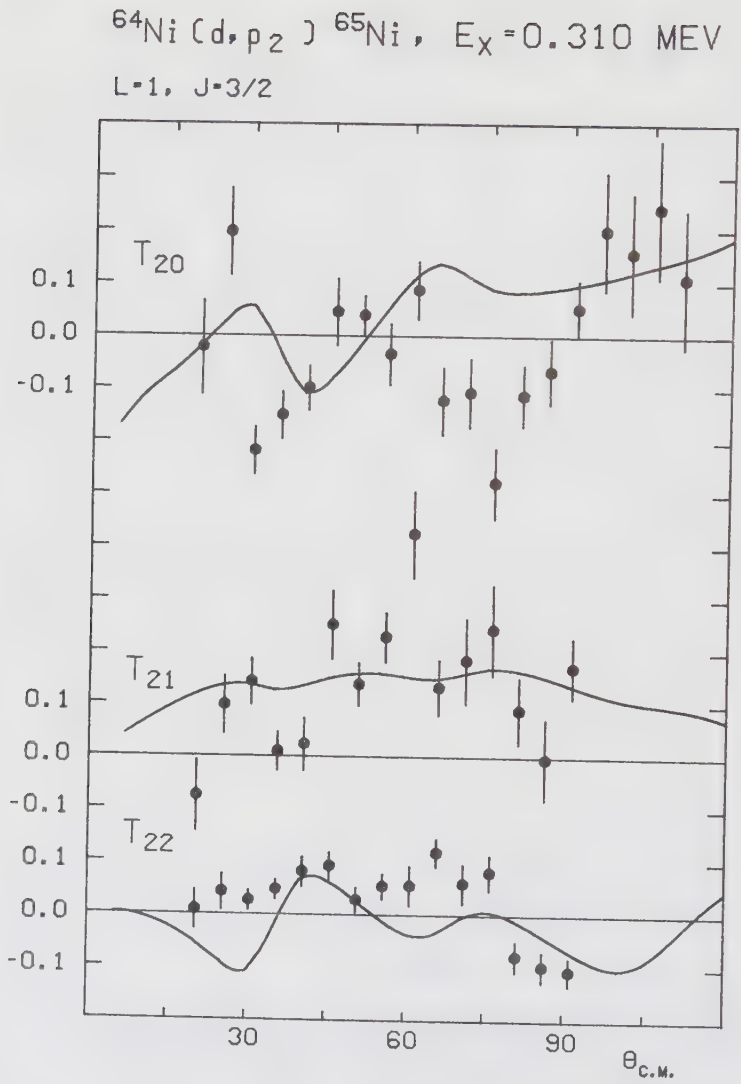


Abb. 4.1.4.2

$^{64}\text{Ni}(d, p_3)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 0.692$ MEV

$L=1$, $J=3/2$

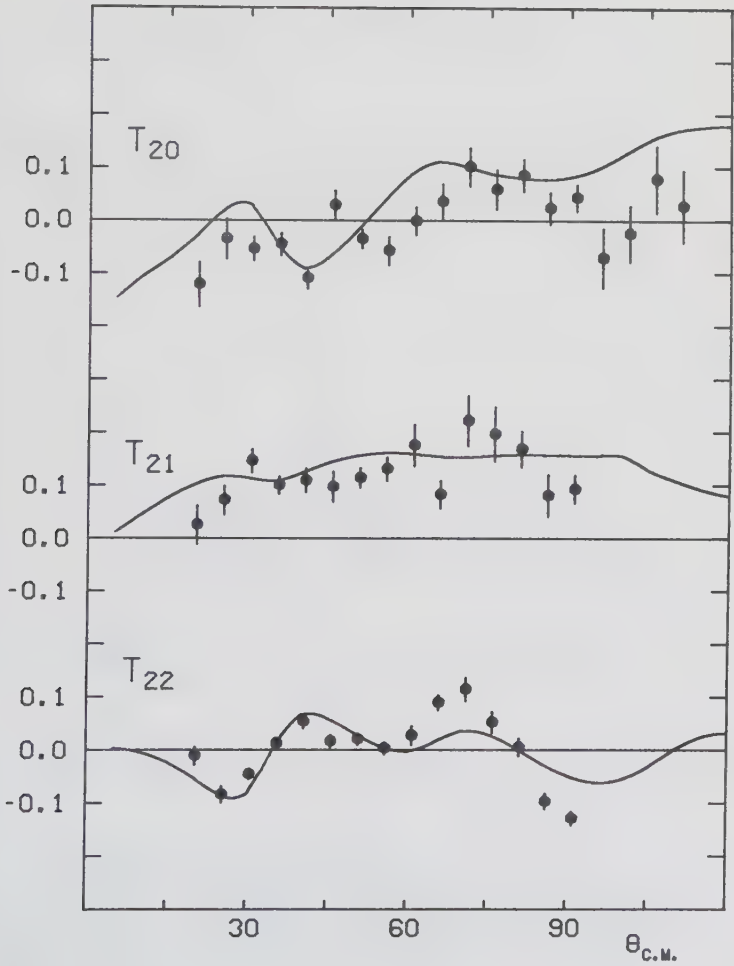


Abb. 4.1.5.2

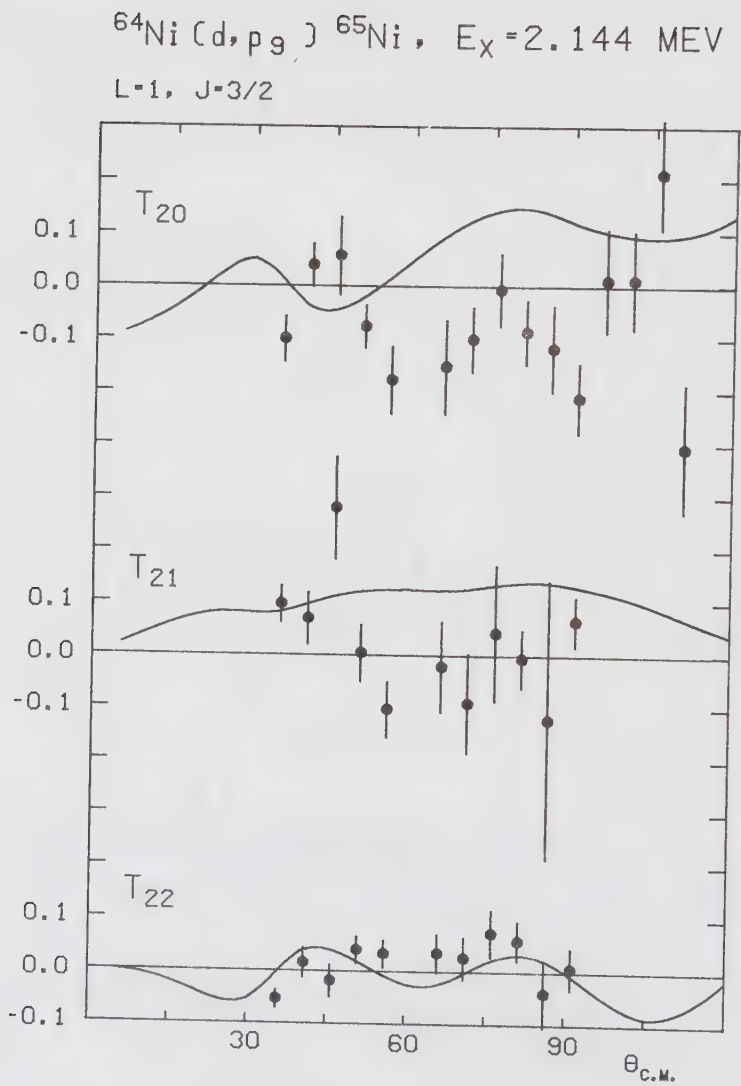


Abb. 4.1.6.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_8)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 1.920$ MeV, $l = 2$, $j = 5/2$

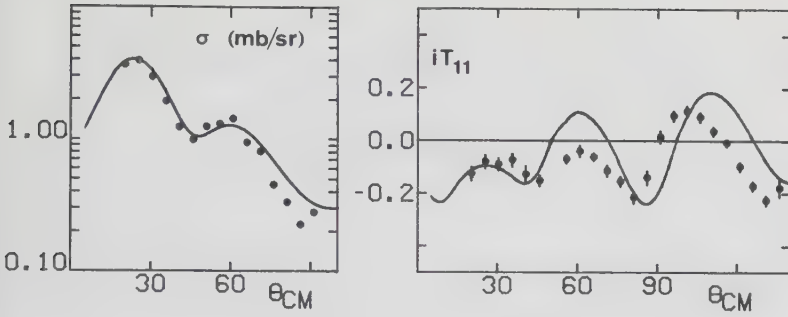


Abb. 4.1.7.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_0)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 0.0$ MeV, $l = 3$, $j = 5/2$

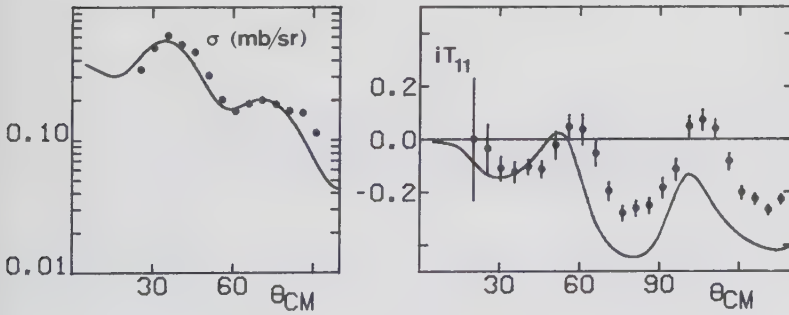


Abb. 4.1.6.2

$^{64}\text{Ni}(d, p_8) ^{65}\text{Ni}$, $E_x = 1.920$ MEV

$L=2$, $J=5/2$

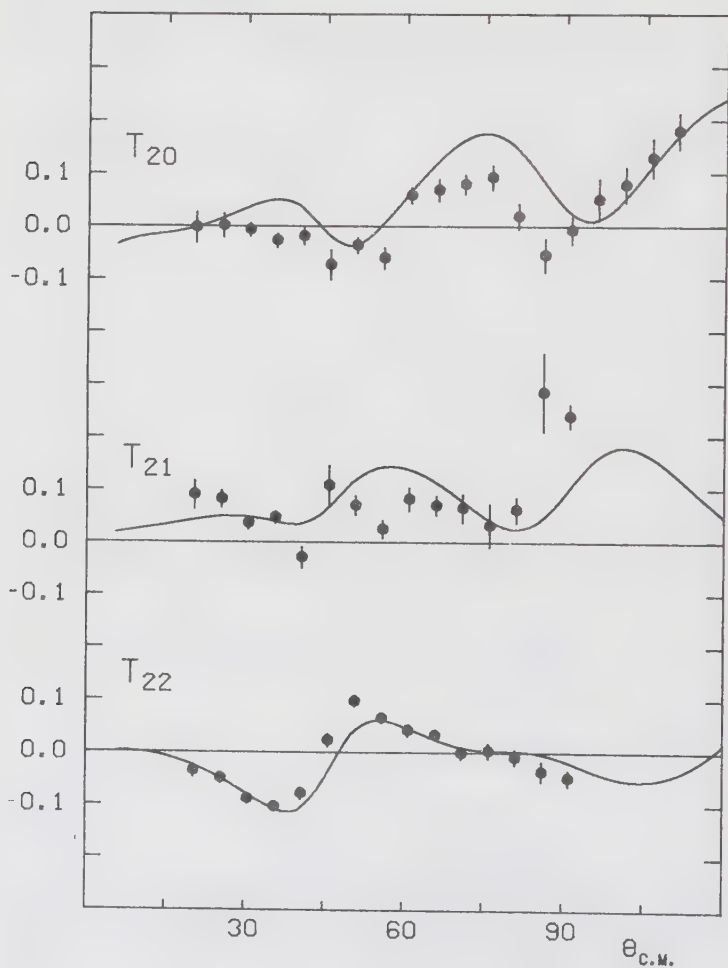


Abb. 4.1.7.2

$^{64}\text{Ni}(d, p_0) ^{65}\text{Ni}$, $E_x = 0.000$ MEV

$L=3$, $J=5/2$

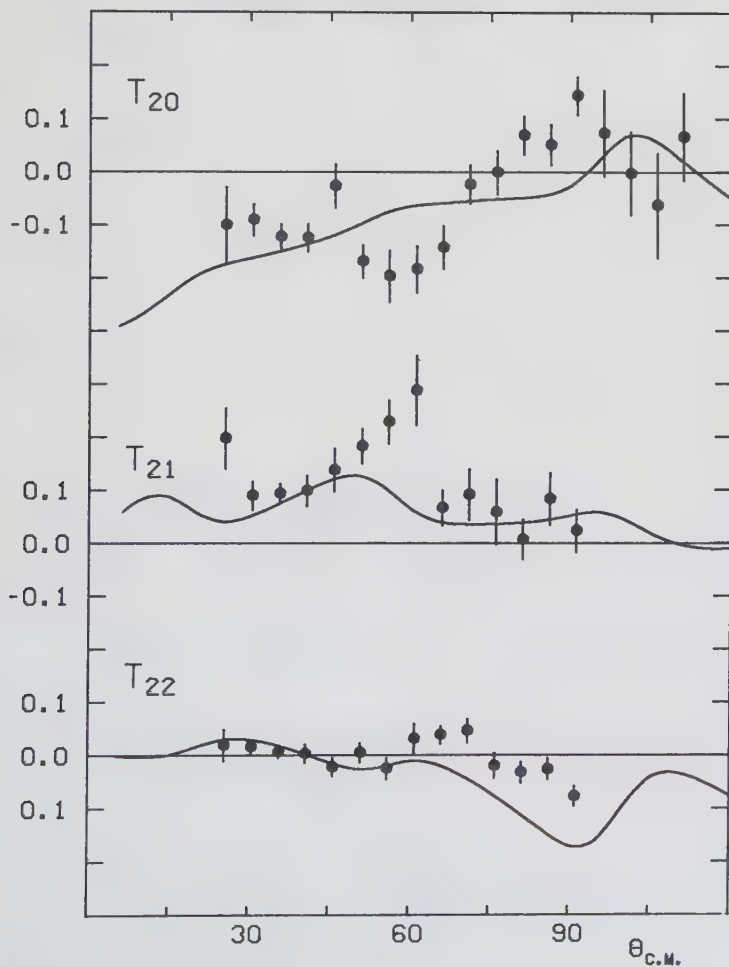


Abb. 4.1.8.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_4)^{65}\text{Ni}$, $E_x = 1013 \text{ MeV}$, — $l = 4, j = 9/2$ --- $l = 4, j = 7/2$

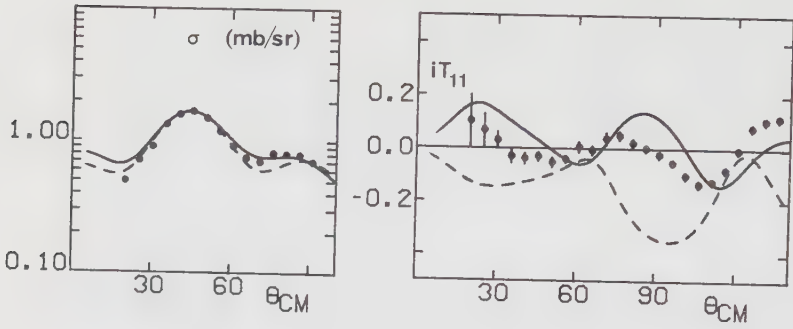


Abb. 4.1.9.1

$^{64}\text{Ni}(d,p_{13})^{65}\text{Ni}$, $E_x = 2.336 \text{ MeV}$, $l = 4, j = 9/2$

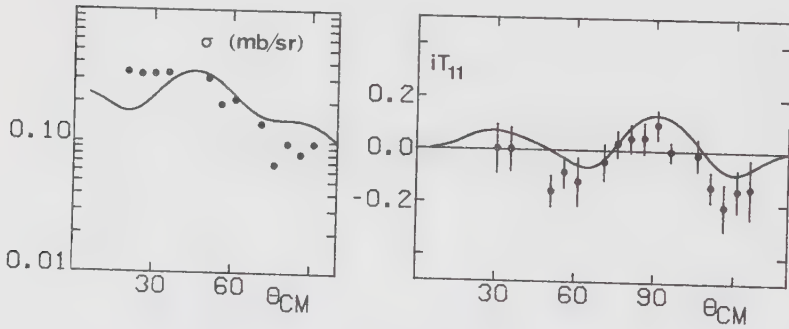


Abb. 4.1.8.2

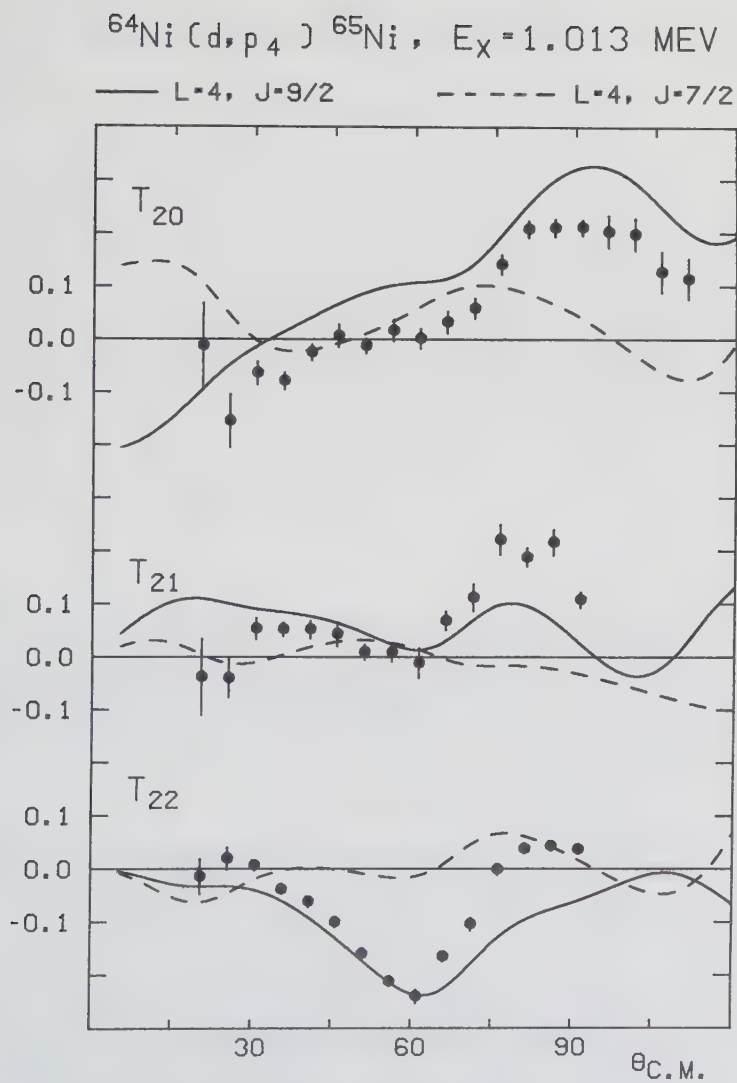
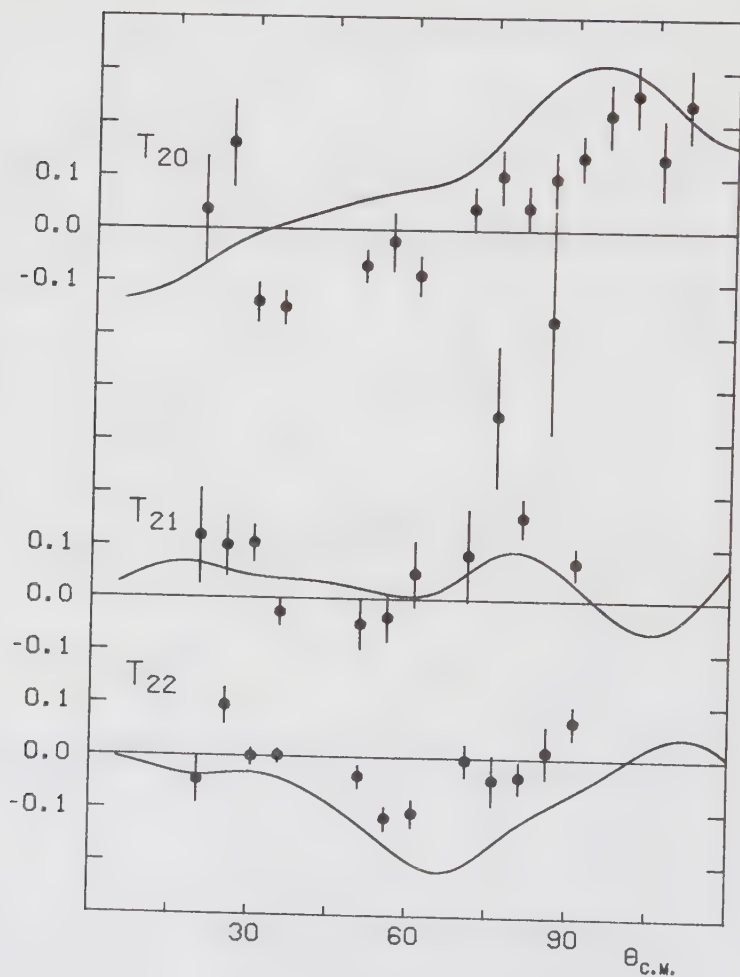


Abb. 4.1.9.2

$^{64}\text{Ni}(d, p_{13})^{65}\text{Ni}$, $E_x = 2.336$ MEV

$L=4$, $J=9/2$



$l = 1, j = 1/2$ - Übergänge

Analysiert werden die Übergänge Nr. 1 mit $E_x = 0.064$ MeV und Nr. 7 mit $E_x = 1.417$ MeV. Die Übereinstimmung der Rechnung mit den iT_{11} - Daten von J.V.Tyler bestätigt den zugeordneten Gesamtdrehimpuls. Die große Amplitude der Tensoranalysierstärke T_{20} wird in beiden Fällen durch die Rechnung nur schlecht wiedergegeben.

$l = 1, j = 3/2$ - Übergänge

Die Drehimpulszuordnung der Zustände Nr. 2, $E_x = 0.31$ MeV, Nr. 3, $E_x = 0.692$ MeV und Nr. 9, $E_x = 2.144$ MeV durch die Übereinstimmung der Rechnung mit den Daten der Vektoranalysierstärken ist eindeutig. Bei den Tensoranalysierstärken ist lediglich der Übergang Nr. 3 aussagekräftig, die anderen Übergänge haben zu große Fehler. Bei den vorderen Winkeln werden Amplitude, Frequenz und Phase der Tensoranalysierstärken gut beschrieben. Die Rechnungen für die beiden anderen Übergänge sind in ihrer Struktur mit den Meßdaten verträglich.

$l = 2, j = 5/2$ - Übergang

Die gute Beschreibung der Vektoranalysierstärke legt den Gesamtdrehimpuls des Zustandes Nr. 8, $E_x = 1.920$ MeV eindeutig fest. Die drei Tensoranalysierstärken sind in qualitativ guter Übereinstimmung mit der Rechnung. T_{22} wird über einen weiten Winkelbereich sehr gut wiedergegeben.

$l = 3, j = 5/2$ - Übergang

Die DWBA gibt die Vektoranalysierstärke gut wieder und ordnet dem Grundzustandsübergang Nr. 0 den Drehimpuls $5/2$ zu. Bei der Messung der Tensoranalysierstärken konnte dieser Zustand nicht vollständig vom ersten angeregten Zustand getrennt werden. Die Wiedergabe des gemessenen Wirkungsquerschnittes durch die DWBA ist aber so zufriedenstellend, daß die Analyse offensichtlich gelungen ist.

$l = 4, j = 9/2$ - Übergänge

Die Drehimpuls-Zuordnung zum Zustand Nr. 4, $E_x = 1.013$ MeV ist auf Grund der schlechten Beschreibungen der iT_{11} -Daten bei großen Winkeln etwas zweifelhaft. Ein Vergleich der Tensoranalysierstärken mit Rechnungen für $j = 9/2$ und $j = 7/2$ bestätigt jedoch die vermutete Drehimpuls-Zuordnung $9/2^+$. Bei dem Zustand Nr. 13, $E_x = 2.336$ MeV ist die Übereinstimmung mit einer entsprechenden DWBA-Rechnung für iT_{11} sehr gut. Die Tensoranalysierstärken des Überganges Nr. 13 werden im Rahmen der großen Fehler von den Rechnungen wiedergegeben. Auch beim Übergang Nr. 4 werden die Meßgrößen mehr ihrer Struktur nach als quantitativ beschrieben.

4.2 Parameter-Variation

Wie erwähnt, sind die DWBA-Kurven mit den von Lohr und Haeberli für die Deuteronen und mit den von Becchetti und Greenlees für die Protonen angegebenen Parametern gerechnet.

Es wurde versucht durch Verwendung anderer Parametersätze, wie sie in der Literatur angegeben sind, und durch systematische Variation, die Beschreibung der Daten zu verbessern. Tabelle 4.2.1 zeigt die Parameter für die Deuteronen, Tabelle 4.2.2 diejenigen für die Protonen.

Es wurden Deuteronensätze getestet, die aus der elastischen Deuteronenstreuung an ^{64}Ni oder an Nachbarkernen gewonnen wurden. Der globale Satz von Bürgi und Robson (BürR 78) enthält ebenso wie die lokalen Sätze von Baker et al. (Bak 74) und Tungate (Tun 77) Tensorpotentiale, die nicht berücksichtigt werden konnten. Aus den von Goddard und Haeberli (GodH 79) angegebenen Daten wurde der Satz für die elastische Deuteronen-Streuung an ^{68}Zn verwendet. Anfinson et al. (Anf 70) und Turkiewicz (Tur 69) haben aus der Wirkungsquerschnitts-Analyse der Reaktion $^{64}\text{Ni}(d,p)$ Deuteronen- und Protonen-Parametersätze gewonnen, mit denen die Analysierstärken gerechnet wurden. Die Deuteronen-Parametersatz für die (d,p) - Reaktion am

Tab.4.2.1 : Parameter-Sätze für Deuteronen

Parameter	LohH	Bürr	Bak ^{64}Ni	Tun ^{64}Ni	GodH ^{68}Zn	Anf ^{64}Ni	Turk ^{64}Ni	Bas ^{67}Zn	zusätzliche Variation
	global	global	(d,d ₀)	(d,d ₀)	(d,d ₀)	(d,p)	(d,p)	(d,p)	
	15 MeV	12.3MeV	10 MeV	7.5MeV	11.5MeV	12.3MeV			
r_C (fm)	1.30	-	-	1.30	1.15	-	-	-	-
V_0 (MeV)	106.53	94.60	112.40	109.21	88.00	104.40	92.00	115.80	95.00 - 106.53
r_0 (fm)	1.05	1.14	1.05	1.063	1.25	1.00	1.15	1.05	1.05 - 1.10
a_0 (fm)	0.80	0.80	0.85	0.753	0.80	0.96	0.81	0.636	0.80 - 0.90
W (MeV)	13.63	15.00	14.90	8.96	20.00	24.70	23.70	7.94	9.00 - 20.00
r_W (fm)	1.43	1.42	1.34	1.514	1.41	1.41	1.34	1.415	1.30 - 1.60
a_W (fm)	0.71	0.76	0.69	0.874	0.65	0.655	0.68	1.026	0.60 - 0.90
V_{S0} (MeV)	7.00	5.00	6.63	7.05	6.00	-	-	6.00	3.00 - 11.00
r_{S0} (fm)	0.75	0.75	0.70	0.832	0.80	-	-	0.869	-
a_{S0} (fm)	0.50	0.45	0.40	0.545	0.40	-	-	0.50	-

Tab. 4.2.2 : Parameter - Sätze für Protonen

Parameter	BecG	Anf $^{64}\text{Ni}(d,p)$	Turk $^{64}\text{Ni}(d,p)$	zusätzliche Variation
r_C (fm)	-	1.25	1.25	
V_0 (MeV)	55.66	52.00	50.00	
r_0 (fm)	1.17	1.25	1.25	
a_0 (fm)	0.75	0.65	0.65	
W (MeV)	9.98	10.50	11.50	8.00 - 10.00
r_W (fm)	1.32	1.25	1.25	
a_W (fm)	0.61	0.47	0.47	0.40 - 0.61
V_{S0} (Fm)	6.20	-	-	6.00 - 7.00
r_{S0} (fm)	1.01	-	-	0.75 - 1.01
a_{S0} (fm)	0.75	-	-	0.40 - 0.75

benachbarten ^{67}Zn stammt von Basak et al. (Bas 78).

Die letzte Spalte zeigt den Bereich, in dem die einzelnen Parameter, zusätzlich zu den angegebenen Sätzen, variiert wurden. Ausgangspunkt waren jeweils die globalen Sätze von Lohr-Haeberli und Becchetti-Greenlees. Die Beschreibung der Meßdaten durch die einzelnen Parametersätze wurde bei Übergängen mit großen spektroskopischen Faktoren verglichen. Die Übereinstimmung mit den Messungen war im Durchschnitt gleich. Verbesserungen bei den großen Winkeln führten zu einer geringeren Übereinstimmung im vorderen Meßbereich. Eine bessere Beschreibung einzelner Übergänge ist möglich, sie geht jedoch auf Kosten der Beschreibung der Gesamtheit. Die Struktur der gerechneten Kurven blieb über einen weiten Parameter-Bereich konstant. Phase und Frequenz konnten nur in geringem Maße, die Amplituden dagegen relativ stark beeinflusst werden.

4.3 Diskussion

Bei einer direkten (d,p) - Reaktion wird das Neutron des Deuterons vom Targetkern eingefangen und in einen freien Neutronenzustand eingefügt. Voraussagen über solche Zustände liefert ein einfaches Schalenmodell. Die 28 Protonen eines ^{64}Ni -Kernes füllen die Schalen bis einschließlich der $1f_{5/2}$ - Schale. Die 36 Neutronen füllen überwiegend die Schalen bis einschließlich der $2p_{3/2}$ - Schale mit 32 Neutronen. Die restlichen vier finden in der $1f_{5/2}$ - Schale Platz, die sechs Teilchen aufnehmen kann. Der Grundzustand von ^{65}Ni wird richtig als $5/2^-$ - Zustand vorhergesagt. Als offene Unterschalen stehen zum Neutronen-Einbau $2p_{1/2}$ und $1g_{9/2}$ - Zustände zur Verfügung. Sie lassen sich in der (d,p) - Reaktion gut nachweisen und zeichnen sich durch große spektroskopische Faktoren aus. Die mit kleinem

spektroskopischen Faktor gemessenen $3/2^-$ -Übergänge lassen sich als infolge der Restwechselwirkung nicht voll ausgeschöpfte Einteilchenstärke der $p_{3/2}$ -Schale interpretieren.

Nukleonen-Transfers dient seit langem zur Spin-Bestimmung dieser Kernniveaus (YuIH 68), (DarH 75). Ebenso ist eine j -Abhängigkeit der Tensoranalysierstärken bekannt (SteH 75). Auf Grund ihrer komplizierten Winkelabhängigkeit ist es nicht ohne weiteres möglich, nur aus ihren Vorzeichen auf den übertragenen Gesamtdrehimpuls zu schließen. Die j -Abhängigkeit der Tensoranalysierstärken T_{20} und T_{22} wird im folgenden diskutiert. Die Daten für T_{20} zeigen bei kleinen Winkeln für die Reaktion mit $j = 1/2^-$ eine wesentlich größere, negative Amplitude als die Reaktion mit $j = 3/2^-$. Ebenso ist die weitere Struktur ausgeprägter. Dies ist in Übereinstimmung mit Messungen an anderen Kernen (Bas 78). Bei größeren Bahndrehimpulsen ist der Effekt weniger ausgeprägt.

Der Effekt des D-Zustandes des Deuterons sollte mit dem Q -Wert abnehmen, und zwar mehr für $j = 1 + 1/2$ als für $j = 1 - 1/2$ (JohS 71). Abb. 4.3.1 vergleicht die beiden $j = 1 - 1/2$ - Zustände Nr.1, $j = 1/2^-$ und Nr.7 $j = 1/2^-$.

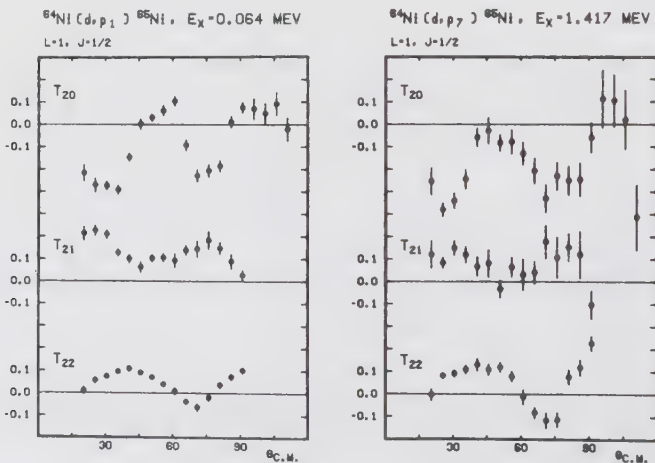


Abb.4.3.1 Vergleich zweier Übergänge $j = 1 - 1/2$, die Q -Wert-Differenz beträgt 1.353 MeV

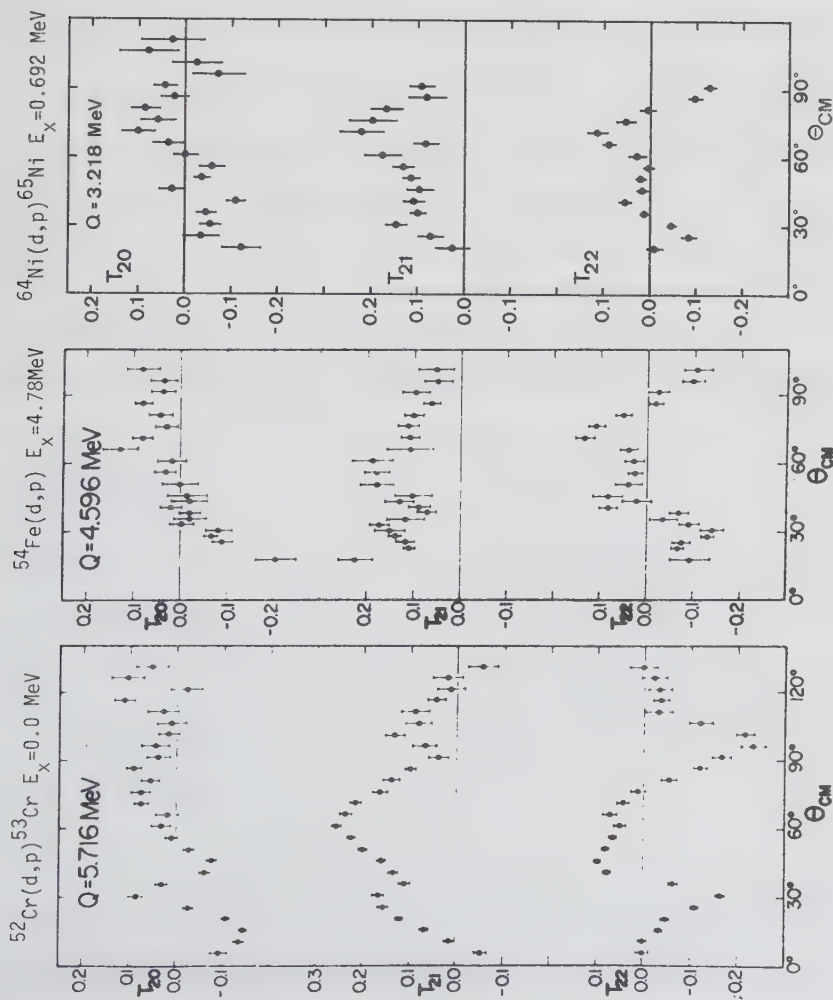


Abb. 4.3.2 : Vergleich der Tensoranalysierstärken für drei $l = 1$, $j = 1 + 1/2$ Übergänge der Reaktionen $^{52}\text{Cr}(d,p)$, $^{54}\text{Fe}(d,p)$ und $^{64}\text{Ni}(d,p)$. Die Q -Werte nehmen von links nach rechts ab.

Die Differenz der Q-Werte beträgt 1.353 MeV, die Struktur für alle drei Tensoranalysierstärken ist ähnlich stark ausgeprägt.

Zur Beurteilung der Q-Wert-Abhängigkeit der $j = 1 + 1/2$ - Zustände wird in Abb. 4.3.2 der Übergang Nr. 3, $j = 3/2^-$ mit Übergängen in ^{52}Cr und ^{54}Fe verglichen. Die Daten stammen aus einer vergleichenden Studie von Rohrig und Haeberli (RohH 73). Die Gestalt der Tensoranalysierstärken ist ähnlich. Der Q-Wert der Reaktion nimmt von 5.716 MeV bei ^{52}Cr auf 3.218 MeV bei ^{64}Ni ab. Die Struktur von T_{20} bei Vorwärtswinkeln wird stark gedämpft. Die Amplituden von T_{21} verflachen und werden kleiner. Bei T_{22} bleibt die Form im wesentlichen erhalten.

Die Größe T_{22} zeigt ein j-abhängiges Verhalten, das von anderen Autoren ebenfalls gesehen wird (SteH 75). Ihre Winkelverteilung zeigt für $j = 1 + 1/2$ bei einem Winkel, der etwas größer als der des Stripping-Maximums ist, ein deutliches Minimum. Für die Übergänge mit $j = 1 - 1/2$ ist die T_{22} -Amplitude an dieser Stelle null oder positiv.

F.D.Santos (San 76) hat ein einfaches Modell entwickelt, das diese j-Abhängigkeit beschreibt. Abb. 4.3.3 erläutert Drehimpuls und Spinverhältnisse.

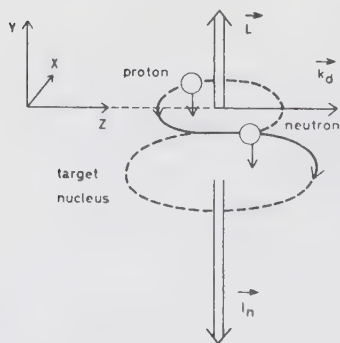


Abb. 4.3.3 : Die schematische Darstellung des Neutronen-Transfers zeigt, daß die antiparallele Einstellung von $\underline{L}$ und $\underline{l}_n$ $j_n = l_n + 1/2$ - Übergänge bevorzugt. Entnommen aus (San 76)

Dargestellt ist eine (d,p)-Reaktion im üblichen Koordinatensystem. $\underline{L}$ ist der innere Drehimpuls des Deuterons, $\underline{l}_n$ der Drehimpuls des Neutronenzustandes.

Der übertragene Gesamtdrehimpuls $\underline{l}$ ist :

$$\text{Gl. 4.3.1} \quad \underline{l} = \underline{l}_n - \underline{L}$$

Mit DWBA-Rechnungen ermittelte Santos den Beitrag eines jeden l -Wertes zu einem Zustand mit gegebenem l_n . Es zeigte sich, daß der Effekt des D-Zustandes beim Wirkungsquerschnitt unverändert blieb, wenn alle l -Werte bis auf den größten unterdrückt wurden. Diese Selektivität für hohe l -Werte wächst mit l_n und führt zu einer Verstärkung des D-Zustand - Effektes mit l_n . Santos interpretiert diesen Reaktionsmechanismus in einem halbklassischen Bild. Wegen der hohen Deuteronen-Absorption muß die Stripping-Reaktion vorzugsweise am Kernrand bei streifendem Einfall stattfinden. Die Reaktion kann für einen zu besetzenden Zustand umso weiter außen stattfinden, je größer l ist. Ist $\underline{L}$ antiparallel zu $\underline{l}_n$, ergibt sich eine weitere Verschiebung des Reaktionsortes an den Kernrand. Es werden also bevorzugt (d,p) - Reaktionen mit großem l und $\underline{L}$ antiparallel zu $\underline{l}_n$ stattfinden.

Wir betrachten einen tensorpolarisierten Deuteronenstrahl mit der Besetzungszahl für die $m = 0$ - Komponente $N_0 = 0$, also $\hat{t}_{20} = 0.71$.

In der Gleichung Nr. 4.3.2 für T_{22} mit $\beta = 90^\circ$

$$\text{Gl. 4.3.2} \quad T_{22} = \frac{1}{2 \sqrt{6} \hat{t}_{20}} (X_{90} + X_{270} - (X_0 + X_{180}))$$

sind X_0 und X_{180} die Wirkungsquerschnittsverhältnisse der Detektoren, die den inneren Drehimpuls $\underline{L}$ des Deuterons antiparallel zum Bahndrehimpuls $\underline{l}_n$ des Neutronenzustandes sehen können.¹⁾ Diese Übergänge sind

1) Ist die Ausrichtung der Spin-Alignment-Achse z.B. senkrecht zur Erdoberfläche, so sind dies die rechten und die linken Detektoren. Der innere Drehimpuls $\underline{L}$ des Deuterons steht ebenfalls senkrecht

bevorzugt gegenüber dem unpolarisierten Fall und dem parallelen Fall, da diese ein kleineres l als das maximale haben. Also sind X_0 und X_{180} größer als X_{90} und X_{270} , und T_{22} wird negativ in der Nähe des Stripping-Maximums. Der Neutronenspin ist parallel zu l_n , es ist also ein Übergang mit $j = l_n + 1/2$. Die gleiche Argumentation angewendet auf $j = l_n - 1/2$ Übergänge führt zu positiven T_{22} .

Abb. 4.3.4 zeigt die Tensoranalysierstärken T_{22} der Übergänge Nr. 3, $j = 3/2^-$, Nr. 8, $j = 5/2^+$ und Nr. 4, $j = 9/2^+$ im Vergleich.

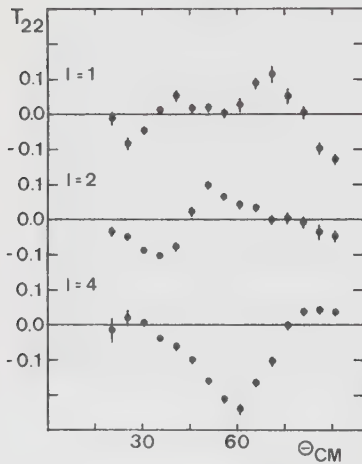


Abb. 4.3.4 : Der Vergleich der drei $j = l + 1/2$ - Übergänge Nr. 3, $l = 1$, Nr. 8, $l = 2$ und Nr. 4, $l = 4$ zeigt, daß das erste Minimum mit zunehmenden l zu größeren Winkeln wandert.

Mit zunehmendem l_n wandert das erste Minimum zu größeren Winkeln, wobei gleichzeitig die Amplitude zunimmt. Dieses Verhalten ist in voller Übereinstimmung mit dem Modell.

Bei dem Übergang Nr. 2 wird es nicht gesehen, allerdings ist die Stärke dieses Zustandes nicht sehr groß, und dementsprechend sind die Fehler groß. Die Lage des Minimums bei einem größeren Winkel als dem des Stripping-Maximums ist auch durch den D-Zustand plausibel zu machen. Die Impulsbilanz

für die Stripping-Reaktion ergibt Gleichung 4.3.3

$$G1. 4.3.3 \quad \underline{K}_d = \underline{q} + \underline{k}p \quad \text{mit} \quad q = l_n/R$$

und R als dem Abstand zwischen
Kern und Auftreffpunkt
des Deuterons

Im Moment des Neutroneneinfanges wird der Bahndrehimpuls des Neutrons vom Proton übernommen. Der zusätzliche, innere Drehimpuls $\underline{L} = 2$ des Deuterons wird ebenfalls vom Proton aufgenommen und führt zu einem Streuwinkel, der größer als der des Stripping-Maximums ist.

4.4 Abschließende Betrachtung

Die Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} der Reaktion $^{64}\text{Ni}(d,p)$ werden durch die DWBA ebenso gut beschrieben wie die Analysierstärken anderer Kerne in diesem Massenbereich. Die bei diesen Kernen gefundenen l - und j -Abhängigkeiten zeigen sich auch in unserer Messung. Für einen Übergang konnte der vermutete Drehimpuls bestätigt werden. Bei den Analysen hat sich der Deuteronen-Parametersatz von Lohr und Haeberli bewährt, geänderte Parameter waren nur für einzelne Übergänge besser.

Anhang A : Auflistung der Meßergebnisse

UEBERGANG NUMMER 0

ANREGUNGS-ENERGIE 0.000 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
25.45	0.340	0.003	-0.101	0.072	0.198	0.057	0.019	0.029
30.53	0.493	0.002	-0.090	0.030	0.089	0.027	0.017	0.012
35.61	0.608	0.002	-0.122	0.023	0.094	0.018	0.007	0.010
40.68	0.523	0.003	-0.125	0.026	0.099	0.029	0.004	0.017
45.75	0.460	0.002	-0.027	0.041	0.138	0.040	-0.021	0.017
50.81	0.306	0.002	-0.168	0.031	0.182	0.032	0.005	0.018
55.87	0.203	0.001	-0.196	0.049	0.229	0.041	-0.024	0.020
60.92	0.166	0.002	-0.183	0.044	0.287	0.065	0.031	0.029
65.96	0.188	0.001	-0.142	0.040	0.067	0.034	0.038	0.017
71.00	0.200	0.001	-0.024	0.036	0.092	0.048	0.046	0.022
76.03	0.186	0.001	-0.000	0.041	0.058	0.061	-0.019	0.024
81.05	0.167	0.001	0.070	0.036	0.007	0.038	-0.031	0.020
86.06	0.160	0.001	0.052	0.038	0.083	0.049	-0.026	0.020
91.06	0.114	0.001	0.145	0.036	0.023	0.040	-0.077	0.019
96.06			0.074	0.081				
101.05			-0.002	0.078				
106.03			-0.063	0.099				
111.00			0.067	0.083				

UEBERGANG NUMMER 1

ANREGUNGS-ENERGIE 0.064 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.36	2.498	0.011	-0.217	0.036	0.212	0.030	0.012	0.015
25.45	2.112	0.007	-0.272	0.030	0.225	0.021	0.057	0.012
30.53	1.325	0.003	-0.274	0.017	0.208	0.018	0.074	0.007
35.61	1.025	0.002	-0.293	0.018	0.126	0.014	0.095	0.007
40.68	1.295	0.004	-0.147	0.017	0.100	0.018	0.108	0.011
45.75	1.562	0.004	0.001	0.022	0.063	0.022	0.091	0.009
50.82	1.471	0.003	0.031	0.014	0.102	0.014	0.070	0.008
55.87	1.131	0.003	0.061	0.021	0.104	0.017	0.040	0.009
60.92	0.789	0.003	0.103	0.020	0.093	0.030	0.010	0.014
65.96	0.543	0.002	-0.092	0.024	0.138	0.020	-0.038	0.010
71.00	0.397	0.002	-0.228	0.027	0.143	0.035	-0.062	0.015
76.03	0.439	0.002	-0.206	0.027	0.182	0.038	-0.018	0.013
81.05	0.380	0.002	-0.186	0.024	0.147	0.027	0.037	0.012
86.06	0.377	0.001	0.011	0.025	0.088	0.032	0.074	0.012
91.06	0.333	0.001	0.076	0.022	0.027	0.021	0.103	0.011
96.06			0.070	0.045				
101.05			0.049	0.044				
106.03			0.092	0.049				
111.00			-0.022	0.051				

UEBERGANG NUMMER 2

ANREGUNGS-ENERGIE 0.310 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.37	0.414	0.004	-0.023	0.089	-0.076	0.068	0.009	0.036
25.45	0.307	0.003	0.196	0.083	0.097	0.054	0.043	0.034
30.54	0.203	0.001	-0.219	0.044	0.142	0.043	0.026	0.018
35.62	0.160	0.001	-0.152	0.045	0.010	0.037	0.048	0.018
40.69	0.187	0.002	-0.100	0.042	0.023	0.050	0.081	0.028
45.76	0.199	0.002	0.045	0.063	0.251	0.065	0.093	0.026
50.82	0.181	0.001	0.039	0.038	0.138	0.040	0.029	0.023
55.88	0.146	0.001	-0.035	0.058	0.228	0.047	0.055	0.024
60.93	0.103	0.001	0.086	0.054	0.423	0.082	0.056	0.037
65.97	0.076	0.001	-0.122	0.064	0.132	0.052	0.118	0.026
71.01	0.066	0.001	-0.108	0.065	0.184	0.081	0.061	0.037
76.04	0.070	0.001	-0.279	0.067	0.243	0.086	0.081	0.033
81.06	0.064	0.001	-0.113	0.057	0.090	0.063	-0.078	0.029
86.07	0.063	0.001	-0.066	0.061	-0.003	0.076	-0.096	0.029
91.07	0.053	0.001	0.053	0.053	0.171	0.057	-0.106	0.026
96.07			0.200	0.111				
101.06			0.158	0.113				
106.04			0.241	0.130				
111.01			0.110	0.130				

UEBERGANG NUMMER 3

ANREGUNGS-ENERGIE 0.692 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.37	1.753	0.009	-0.122	0.042	0.025	0.036	-0.011	0.017
25.46	1.294	0.006	-0.035	0.038	0.072	0.027	-0.084	0.016
30.55	0.851	0.002	-0.054	0.022	0.146	0.022	-0.046	0.009
35.63	0.790	0.002	-0.046	0.021	0.099	0.016	0.013	0.008
40.70	0.906	0.003	-0.110	0.020	0.109	0.022	0.053	0.013
45.77	1.026	0.003	0.028	0.028	0.096	0.028	0.017	0.011
50.83	0.933	0.003	-0.036	0.017	0.114	0.018	0.020	0.010
55.89	0.698	0.002	-0.058	0.027	0.131	0.022	0.004	0.011
60.94	0.457	0.002	-0.001	0.026	0.175	0.039	0.028	0.018
65.99	0.286	0.001	0.036	0.033	0.083	0.026	0.089	0.014
71.02	0.198	0.001	0.101	0.036	0.221	0.047	0.114	0.022
76.05	0.207	0.001	0.058	0.037	0.197	0.051	0.052	0.020
81.07	0.212	0.001	0.086	0.030	0.168	0.034	0.006	0.016
86.09	0.247	0.001	0.024	0.030	0.081	0.040	-0.097	0.015
91.09	0.239	0.001	0.044	0.025	0.092	0.026	-0.129	0.012
96.09			-0.071	0.056				
101.07			-0.025	0.053				
106.05			0.079	0.063				
111.02			0.028	0.068				

UEBERGANG NUMMER 4

ANREGUNGS-ENERGIE 1.013 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.38	0.498	0.005	-0.012	0.080	-0.038	0.072	-0.014	0.033
25.47	0.715	0.004	-0.155	0.050	-0.040	0.036	0.021	0.021
30.55	0.904	0.003	-0.063	0.022	0.054	0.021	0.007	0.009
35.63	1.334	0.003	-0.078	0.016	0.052	0.013	-0.038	0.007
40.71	1.599	0.005	-0.024	0.015	0.052	0.017	-0.061	0.010
45.78	1.690	0.004	0.007	0.021	0.044	0.023	-0.100	0.009
50.85	1.499	0.004	-0.013	0.014	0.009	0.015	-0.160	0.008
55.90	1.190	0.003	0.016	0.021	0.009	0.017	-0.211	0.009
60.96	0.914	0.003	0.002	0.019	-0.011	0.028	-0.239	0.013
66.00	0.750	0.002	0.032	0.021	0.068	0.017	-0.165	0.009
71.04	0.701	0.002	0.059	0.019	0.112	0.026	-0.103	0.012
76.07	0.812	0.003	0.141	0.018	0.222	0.028	-0.000	0.010
81.09	0.796	0.002	0.209	0.016	0.188	0.018	0.038	0.009
86.10	0.794	0.002	0.210	0.016	0.217	0.024	0.043	0.008
91.10	0.703	0.002	0.212	0.015	0.108	0.015	0.037	0.007
96.10			0.204	0.030				
101.09			0.199	0.030				
106.07			0.127	0.038				
111.04			0.114	0.039				

UEBERGANG NUMMER 7

ANREGUNGS-ENERGIE 1.417 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.38	0.867	0.006	-0.254	0.058	0.120	0.059	-0.002	0.024
35.64	0.193	0.001	-0.244	0.041	0.119	0.034	0.109	0.017
40.72	0.235	0.002	-0.059	0.040	0.067	0.041	0.130	0.025
45.79	0.231	0.002	-0.029	0.057	0.081	0.060	0.109	0.024
50.86	0.219	0.001	-0.082	0.036	-0.033	0.037	0.119	0.021
55.92	0.181	0.001	-0.078	0.053	0.065	0.042	0.079	0.022
60.97	0.140	0.001	-0.130	0.049	0.031	0.067	-0.012	0.032
66.02	0.100	0.001	-0.207	0.056	0.040	0.049	-0.082	0.023
71.05	0.083	0.001	-0.330	0.061	0.177	0.073	-0.116	0.033
76.08	0.077	0.001	-0.230	0.061	0.106	0.090	-0.113	0.031
81.10	0.055	0.001	-0.250	0.063	0.152	0.061	0.077	0.031
86.12	0.044	0.001	-0.247	0.073	0.119	0.103	0.118	0.034
91.12	0.037	0.000	-0.059	0.065	-0.103	0.061	0.226	0.032
96.12			0.111	0.127				
101.10			0.104	0.115				
106.08			0.019	0.131				
111.05			-0.414	0.145				

UEBERGANG NUMMER 8

ANREGUNGS-ENERGIE 1.920 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.39	3.661	0.013	-0.003	0.029	0.090	0.027	-0.034	0.012
25.48	3.912	0.010	0.001	0.022	0.081	0.016	-0.049	0.009
30.57	2.954	0.004	-0.007	0.012	0.036	0.012	-0.088	0.005
35.66	1.926	0.003	-0.027	0.013	0.047	0.011	-0.103	0.005
40.74	1.225	0.004	-0.020	0.016	-0.029	0.020	-0.077	0.011
45.81	0.986	0.003	-0.074	0.028	0.107	0.037	0.023	0.011
50.88	1.242	0.003	-0.037	0.015	0.069	0.018	0.098	0.009
55.94	1.295	0.003	-0.060	0.020	0.025	0.016	0.066	0.008
60.99	1.430	0.004	0.058	0.015	0.081	0.022	0.042	0.010
66.04	0.942	0.002	0.069	0.021	0.069	0.018	0.033	0.009
71.08	0.804	0.003	0.080	0.018	0.065	0.027	-0.000	0.011
76.11	0.452	0.002	0.093	0.023	0.031	0.041	0.003	0.014
81.13	0.334	0.001	0.019	0.024	0.062	0.024	-0.009	0.014
86.14	0.226	0.001	-0.055	0.032	0.284	0.074	-0.036	0.019
91.15	0.278	0.001	-0.007	0.026	0.239	0.022	-0.048	0.014
96.14			0.050	0.039				
101.13			0.078	0.033				
106.11			0.130	0.037				
111.08			0.181	0.033				

UEBERGANG NUMMER 9

ANREGUNGS-ENERGIE 2.144 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
35.66	0.184	0.001	-0.102	0.043	0.095	0.035	-0.053	0.018
40.74	0.192	0.002	0.039	0.041	0.069	0.049	0.015	0.028
45.82	0.169	0.001	0.056	0.074	0.279	0.097	-0.019	0.030
50.89	0.170	0.001	-0.078	0.040	0.004	0.054	0.041	0.026
55.95	0.129	0.001	-0.178	0.064	-0.104	0.053	0.033	0.026
66.05	0.069	0.001	-0.153	0.089	-0.023	0.085	0.035	0.036
71.09	0.070	0.001	-0.102	0.062	-0.092	0.094	0.025	0.040
76.12	0.046	0.001	-0.007	0.068	0.042	0.128	0.072	0.044
81.14	0.050	0.001	-0.087	0.061	-0.006	0.055	0.059	0.037
86.15	0.039	0.001	-0.119	0.081	-0.123	0.263	-0.041	0.064
91.16	0.045	0.001	-0.213	0.067	0.065	0.047	0.007	0.039
96.15			0.010	0.098				
101.14			0.012	0.092				
106.12			0.212	0.103				
111.09			-0.306	0.121				

UEBERGANG NUMMER 13

ANREGUNGS-ENERGIE 2.336 MEV

THETA CM	SIGMA (MB/SR)		T20	DELTA	T21	DELTA	T22	DELTA
20.40	0.335	0.004	0.035	0.101	0.117	0.089	-0.045	0.041
25.49	0.323	0.003	0.161	0.080	0.099	0.056	0.095	0.033
30.58	0.325	0.002	-0.140	0.036	0.103	0.034	-0.000	0.015
35.67	0.332	0.001	-0.150	0.030	-0.026	0.024	0.001	0.012
50.89	0.303	0.002	-0.070	0.029	-0.049	0.046	-0.037	0.021
55.96	0.192	0.001	-0.023	0.054	-0.036	0.044	-0.116	0.022
61.01	0.209	0.002	-0.088	0.037	0.047	0.061	-0.106	0.026
71.10	0.137	0.001	0.039	0.041	0.084	0.086	-0.004	0.030
76.13	0.067	0.001	0.101	0.050	0.348	0.132	-0.042	0.046
81.15	0.097	0.001	0.041	0.041	0.155	0.035	-0.035	0.029
86.16	0.081	0.001	0.098	0.050	0.528	0.210	0.012	0.049
91.17	0.097	0.001	0.137	0.041	0.071	0.029	0.069	0.030
96.16			0.217	0.058				
101.15			0.256	0.057				
106.13			0.136	0.074				
111.10			0.237	0.067				

B Die Apparatur

Bei früheren Messungen in unserem Labor waren einige Probleme der Meßtechnik deutlich geworden.

- Die Strahlintensität der Lambshift-Quelle war zu gering, um kleine Größen in sinnvollen Zeiträumen zu messen.
- Die genaue Bestimmung vor allem der Tensoranalysierstärke T_{20} erfordert eine präzise Messung der Wirkungsquerschnitte. Im Gegensatz zu den Tensoranalysierstärken T_{21} und T_{22} wird nicht die Differenz von Meßgrößen gebildet, sondern ihre Summe wird mit einer Konstanten verglichen. Dies setzt ein einwandfreies Arbeiten der Targetstrom-Integration und eine konstante Lage des Strahles am Target voraus. Untersuchungen zeigten, daß diese Bedingungen nicht immer erfüllt wurden.
- Die korrekte, reproduzierbare Einstellung besonders des Spinwinkels, $\beta = 135^\circ$ war schwierig zu erreichen, da das schwache Feld im Argon-Kanal der LSQ durch das Erdfeld gestört wurde. Auf dieses Problem wurde bereits bei W. Drenckhahn hingewiesen (Dre 77).
- Die Messung der Strahlpolarisation wurde bisher separat zwischen den Meßläufen in einer besonderen Kammer durchgeführt. Das ist nicht so zuverlässig und erfordert viel Meßzeit. Durch ein während des Experimentes ständig mitlaufendes Polarimeter sollte dieser Nachteil beseitigt werden.

In diesem Abschnitt wird auf die Lambshift-Quelle nur eingegangen so weit wie es die Änderungen betrifft. Eine Beschreibung dieser Apparatur findet sich bei (Fei 75).

B.1 Die polarisierte Quelle

B.1.1 Intensität

An der polarisierten Quelle werden seit langem Untersuchungen durchgeführt, um die Intensität zu steigern. Umfangreiche Experimente und Rechnungen weisen darauf hin, daß die strahlbegrenzenden Parameter nicht in der Ionenoptik, sondern im verwendeten Duoplasmatron zu suchen sind. Zur Lösung dieses Problems sind seit längerem Untersuchungen im Gange. Um kurzfristig die Intensität zu steigern, wurde die Akzeptanz des Beschleunigers durch Vergrößern der Emittanz des Quellenstrahles besser ausgenutzt. Die Emittanz wurde verdoppelt durch Verkürzen der Strecke Cäsium-Umladung - Argon-Umladung um 25 cm. Die Intensitäts-Verdoppelung wurde am Target realisiert. Erreicht wurden maximal 100 nA polarisierte Deuteronen nach einer Blende mit 3 mm $\varnothing$.

B.1.2 Umschaltung "polarisiert - unpolarisiert"

Die Präzisions-Messung von Vektoranalysierstärken ist nur möglich durch schnelles Ein- und Ausschalten der Strahlpolarisation. Das das Schalten am ungeladenen Strahl geschieht, bleiben Intensität und Strahllage konstant. Ist die Schaltfrequenz höher als die Frequenz der Strahlschankungen, die vom Beschleuniger hervorgerufen werden, bietet die Messung mit dem unpolarisierten Strahl eine vollkommene Referenz-Messung. Diese Möglichkeit wurde teilweise auch für Tensor-Messungen nutzbar gemacht.

Um einen unpolarisierten Strahl zu erzeugen, werden die Sona-Spulen ausgeschaltet. Die um den nicht mehr gequenchten Anteil zunehmende Strahlintensität wird durch Anlegen eines größeren elektrischen Quenchfeldes auf

den alten Wert reduziert. Dieser Vorgang findet im Prinzip ebenfalls am ungeladenen Strahl statt. Da die Sona-Spulen aber geladene Teilchen teilweise durch die elektrischen Ablenkkfelder fokussieren, hat dieser Prozess nicht die Vollkommenheit wie bei der Schaltung des vektorpolarisierten Strahles. Auf Grund der großen Induktivität der Spulen beträgt die minimale Länge eines Schaltzyklusses 10 sec. Die Umschaltzeit zwischen zwei Zuständen beträgt 0.6 sec.

Eine Schaltskizze der Anordnung zeigt Abb. B.1.2

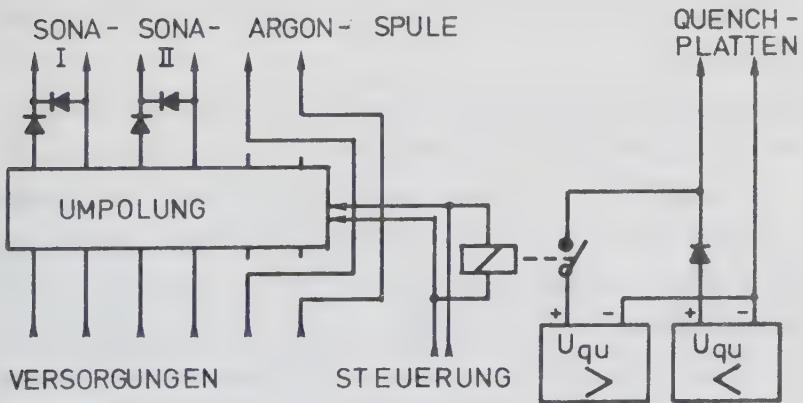


Abb. B.1.2 : Schaltung zum Ein- und Ausschalten der Tensorpolarisation

B.1.3 Die Spinwinkel β und Φ_Q

Für die Erzeugung eines tensorpolarisierten Strahles ist im Argon-Kanal der LSQ ein schwaches axiales Magnetfeld nötig. Da nach der Verkürzung der Quelle das Feld des Sona-Überganges wesentlich stärker als vorher diesen Bereich beeinflusste, wurden Maßnahmen durchgeführt, die gleichzeitig das Problem der Erdfeld-Beimengung lösten.

Der Argon-Kanal wurde mit Mu-Metall ummantelt. Hierdurch wurde das Erdfeld fast völlig, das Streufeld des Sona-Überganges teilweise abgeschirmt.

Durch Abschirmbleche zwischen Sona-Übergang und Argon-Kanal konnte das axiale Feld im Ionisator auf die gewünschte Stärke reduziert werden.¹⁾

Diese Bleche müssen für die Erzeugung vektor-polarisierter Strahlen entfernt werden.

Die neuen Feldverhältnisse erforderten eine Neubestimmung der Zuordnung der entsprechenden Quellen-Parameter zu den Spinwinkeln β und Φ_Q .

Da, wie erwähnt, in unserem Labor das Strahlrohr Ost-Mitte eine bevorzugte Stellung einnimmt, genügte die Bestimmung der Nulldurchgänge verschiedener Meßgrößen in Abhängigkeit von Solenoid- und Wienfilter-Strom. Das Verfahren zeichnet sich durch Unabhängigkeit von der Strahlpolarisation aus.

Zur Bestimmung des Winkels β wurde die Strahlpolarisation $\hat{t}_{20}$ gemessen. Der Wert $(\frac{\sigma^P}{\sigma^O} - 1)$ ändert sich mit $3 \cos^2 \beta - 1$. Die Nullpunkte liegen bei $\beta = 54.74^\circ$ und $\beta = 125.26^\circ$. Der Winkel Φ_Q wurde mittels der Tensoranalysierstärke T_{22} festgelegt. Sie ist proportional zu $\cos 2\Phi_Q$ mit Nullstellen bei $\pm 45^\circ$. Gleichzeitig wurden die Daten für polarisierte Protonen durch ähnliche Verfahren gemessen.

1) Der Strom durch die Argon-Kanal-Spule muß 20 mA betragen. Er darf nicht umgeschaltet werden.

Das verwendete Quellen-Koordinatensystem ist dasselbe ortsfeste wie im Abschnitt 1.4. Für β gilt die übliche Definition als dem Winkel zwischen Strahlachse und Spinrichtung. In der folgenden Aufstellung sind die gemessenen Werte unterstrichen. Die Strahlenergie war 40 keV.

Protonen

Φ_Q	in Grad	0	90	180	
I_{Sol}	in A	<u>0</u>	55	<u>110</u>	
β	in Grad	0	39.5	90	180
I_{wien}	in Skt	<u>+0.490</u>	0	-0.625	<u>-1.740</u>

Deuteronen

Φ_Q	in Grad	-45	-3.02	45	90	
I_{Sol}	in A	<u>-118</u>	0.0	<u>135</u>	261.50	
β	in Grad	54.740	90	113.650	125.260	135 180
I_{wien}	in Skt	<u>3.350</u>	1.345	0.0	<u>-0.660</u>	-1.214 -3.773

Tab. B.1.3 : Zusammenhang zwischen den Spinwinkeln β_Q und Φ_Q am Quellenausgang und dem Wienfilter- und Solenoid-Strom.
 $I_{wien} \text{ (Skt)} = 2 \times I_{wien} \text{ (A)}$. Gemessene Werte sind unterstrichen. Einschubenergie ist 40 keV.

Daraus berechnen sich als Drehstärken der Spin-Processing-Elemente :

	Wienfilter	Solenoid
Protonen	$80.7 \pm 3\% \text{ } ^\circ/\text{Skt}$	$1.64 \pm 3\% \text{ } ^\circ/\text{A}$
Deuteronen	$17.6 \pm 3\% \text{ } ^\circ/\text{Skt}$	$0.36 \pm 3\% \text{ } ^\circ/\text{A}$

Tab. B.1.4 : Spindreh-Stärken von Wienfilter und Solenoid für eine Einschubenergie von 40 keV.

Es wurde das Programm ROT geschrieben, mit dem die Spin-Präzession in Magnetfeldern berechnet wird. Mit ihm wird die Zuordnung der Quellen-Parameter I_{Sol} und I_{Wien} zu den Spinwinkeln β und ϕ_Q in einer beliebigen Targethalle des Erlanger Tandemlabors berechnet. Es erlaubt das Einbeziehen von Störfeldern im Argon-Kanal der Quelle. Rechnungen für Deuteronen ohne Störfelder weichen für β um 0.46° und für ϕ_Q um -3.02° von den Messungen ab. β ist die empfindliche Größe, da die Tensoranalysierstärke T_{21} von $\cos \beta$ abhängt und bei 45° gemessen wird. Die erreichte Einstellgenauigkeit ist für das Experiment ausreichend, die Störfelder sind hinreichend abgeschirmt.

B.2 Die Strahlstabilisierung

Kleine Strahllage-Schwankungen führen bei der Messung von Tensoranalysierstärken zu erheblichen Meßfehlern (Hag 79). Der Strahlfleck am Target läßt sich durch enge Kollimation beliebig genau definieren. Diese Genauigkeit geht auf Kosten der Intensität aus zwei Gründen.

- Der Strahl wird nicht voll ausgenutzt, falls er größer als die Blende ist.
- Strahlschwankungen, die durch den Beschleuniger verursacht werden,

vermindern die durchschnittliche Verweildauer des Strahles am Ort der Blende.

Eine Strahlstabilisierung hält den Strahlort fest. Die Wahl der Blenden muß diesen Punkt nicht mehr berücksichtigen. Fokussierung und Optimierung des Strahles werden wesentlich erleichtert.

Die in Abb. B.2 dargestellte Anordnung wurde verwendet.

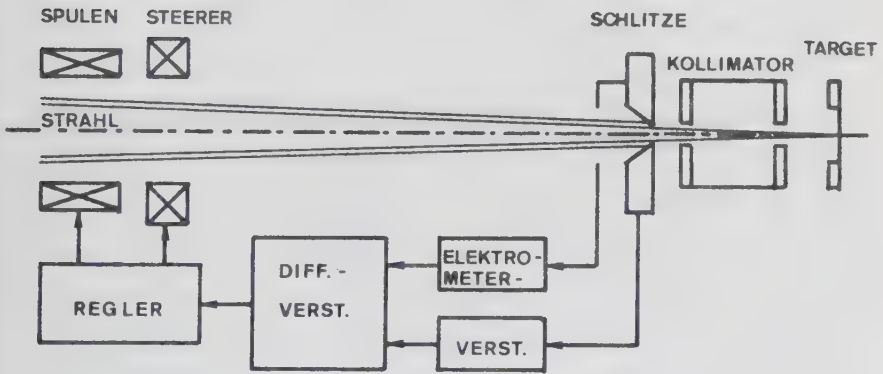


Abb. B.2 : Strahlstabilisierungs-Einrichtung.

Nur eine Ebenen der Anordnung ist dargestellt.

Der Strahl wird mit Hilfe des Triplets und der Steerer auf das Target fokussiert. Ein geringer Teil des Strahles trifft auf die Schlitze. Schnelle Verstärker formen den auftreffenden Strom in ein analoges Spannungssignal um. Die Regelelektronik gewinnt aus der Differenz der Spannungen die Information über die Strahlage und vergleicht sie mit dem Sollwert. Mit der Abweichung vom Sollwert wird eine Regelschaltung mit geeigneter Charakteristik (in diesem Falle ein PI-Regler) angesteuert, die Spulen und Steerer mit Strom versorgt. Die Spulen sind Luftspulen geringer Induktivität, die Steerer sind auf Eisenjoche gewickelte Spulen mit hoher Stellkraft. Die Grenzfrequenz der Regelstrecke mit den Luftspulen ist mit 3 kHz voll-

kommen ausreichend. Diese Regelstrecke kann wahlweise auf eine Ausregelung der Wechselspannung-Komponente des Strahlage-Signals beschränkt werden. Die Steerer werden wahlweise geregelt oder manuell bedient. Die Gleichspannungs-Komponente des Regelstromes wird in den Meß- und Kontrollraum übermittelt und liefert eine Information über die Qualität des Strahl-Einschusses in das Strahlrohr.

In der gezeigten Anordnung mit einem Abstand von 5 m zwischen Spulen und Schlitzpaar versetzen die Luftspulen den Strahl um 2.34 mm pro Ampère Spulenstrom, die Steerer um 12,5 mm/A. Die Elektrometer-Verstärker liefern bei einer Empfindlichkeit von 1V/1nA eine Spannung von 10 V pro mm Strahlversatz. Die bei geregelter Betrieb gewonnene Differenzspannung war kleiner als 0.1 V. Daraus folgt eine Veränderung der Strahlage am Ort der Schlitze von weniger als 1/100 mm. Diese ausgezeichnete Konstanz gilt nicht für das Target selbst, da auf Grund des Abstandes Schlitzpaar - Target ein Winkelfehler möglich wird. Um diesen auszuschließen, ist der Einsatz zweier, hintereinandergeschalteter Regelstrecken nötig. An der Verbesserung der Anordnung wird gearbeitet.

B.3 Das Tensorpolarimeter

Das Tensorpolarimeter sollte in den Cup integriert, selbst unabhängig von der Targetstrom-Integration und problemlos zu bedienen sein (Sta 78). Gruebler et al. (Grü 71) haben gezeigt, daß die Reaktion $^3\text{He} (d,p) ^4\text{He}$ bei einem Streuwinkel von 0° für die Messung der Tensorpolarisation von Deuteronen verwendet werden kann.

Abb. B.3.1 zeigt schematisch den von uns gewählten Aufbau

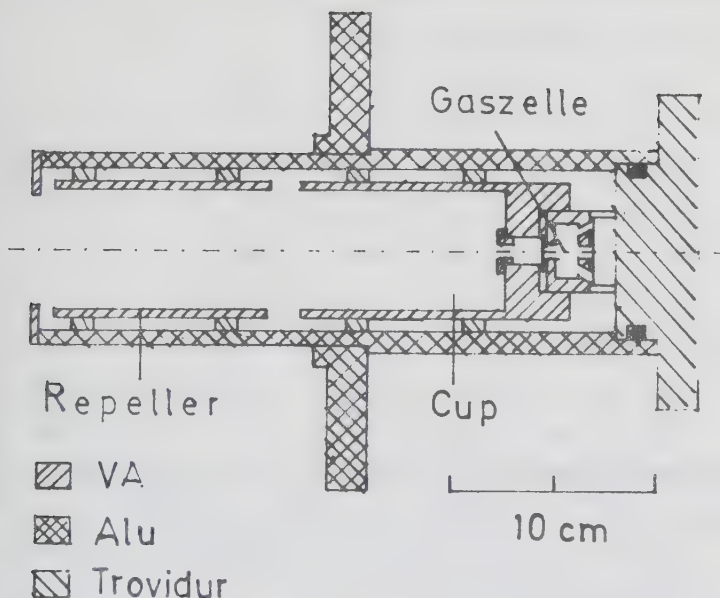


Abb. B.3.1 : Cup und Tensorpolarimeter mit ^3He - Gaszelle, entnommen aus (Sta 78)

Ein Teil des Deuteronenstrahles tritt durch eine Öffnung im Cupboden in das Polarimeter ein. Besonderheiten sind das kleine Gasvolumen, das unter Betriebsbedingungen leer gepumpt und gefüllt werden kann, und das Goldtarget in der Mitte der Gaszelle. Die elastische Streuung $\text{Au}(d, d_0)$ wird mittels zweier Oberflächensperschichtzähler unter 40° links und rechts gemessen und dient zur Normierung der in das Reaktionsvolumen eintretenden Teilchen. Ein 0.7 mm starkes Tantalblech stoppt die unter 0° aus der Zelle austretenden Deuteronen. Da der Q-Wert der (d, p) - Reaktion etwa 18 MeV beträgt, können die Protonen das Stopp-Blech durchdringen und wer-

den in einem 3 mm dicken Oberflächensperrschichtzähler nachgewiesen.

Abb.B.3.2 zeigt ein typisches Spektrum.

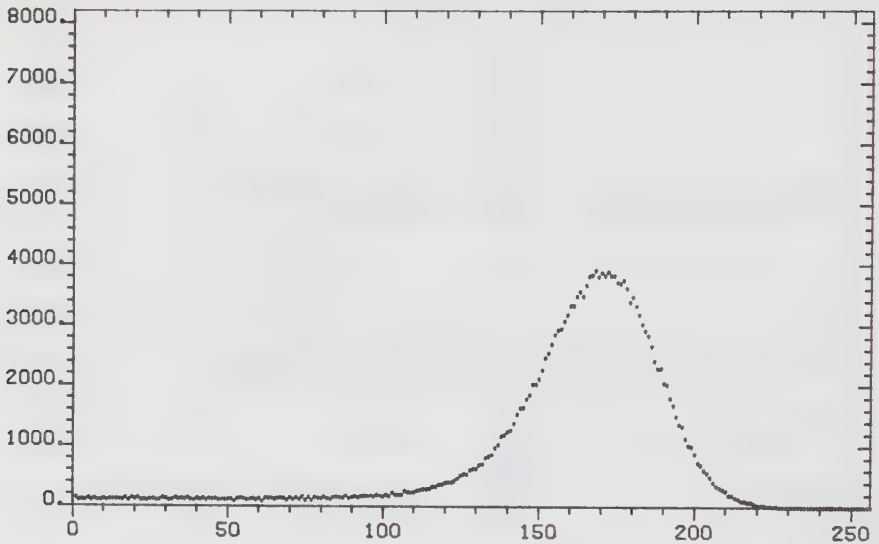


Abb. B.3.2 : 0°-Spektrum der Polarimeter-Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$. Der Energie-Nullpunkt ist unterdrückt.

Die Zahl der Protonen im Peak wird für die polarisierte und die unpolarisierte Messung auf die Summe der elastisch am Gold gestreuten Deuteronen normiert. Daraus ergibt sich für die Strahlpolarisation:

$$\text{Gl. B.3} \quad \hat{t}_{20} = \frac{2}{(3\cos^2\beta - 1) T_{20}} \left(\frac{N_p^p}{N_p^0} \times \frac{(N_{d1}^0 + N_{dr}^0)}{(N_{d1}^p + N_{dr}^p)} - 1 \right)$$

Dabei sind :

N_p^p N_p^0 die polarisierten, bzw. unpolarisierten Protonenzählraten

N_{d1}^p N_{dr}^p die polarisierten Deuteronenzählraten links und rechts

N_{d1}^0 N_{dr}^0 die unpolarisierten Deuteronenzählraten links und rechts

T_{20} Tensoranalysierstärke der Reaktion ${}^3\text{He}^3(d,p)$ unter 0°

Literaturverzeichnis

- (Anf 70) T.R. Anfinson, V. Bjørndahl, A. Grane, J.R. Lien, G.E. Sandvik, L.O. Tveita and K.Ytterstad, Nucl. Phys. A 157(1970) 561 - 576
- (Bak 74) F.T. Baker, S.Davis, C.Glasshausser and A.B. Robbins, Nucl.Phys. A 223(1974) 409
- (Bas 78) A.K. Basak, J.A.R. Griffith, M. Irshad, O. Kaban, E.J.Ludwig, J.M. Nelson, S.Roman and G. Tungate, Nucl. Phys. A 278(1977) 217 - 230
- (BecG 69) F.D. Becchetti and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182(1969) 1190
- (Bit 74) G. Bittner, Diplomarbeit (1974) Erlangen
- (BürR 78) H.R. Bürgi and B.A. Robson, private Mitteilung
- (Dar 70) in "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions", edited by M.H. Barschall and W. Haeberli, S. 35 - 56, The University of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin
- (DarH 75) S.E. Darden and W. Haeberli, Proc. Fourth Polarization Symp. Zürich (1975) p.229
- (Dre 77) W. Drenckhahn, Dissertation (1977), Erlangen
- (Fei 75) J.H. Feist, Dissertation (1975), Erlangen
- (Fic 71) D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, B I Hochschulsript 775/775a Mannheim (1971)
- (GodH 79) R.P. Goddard and W. Haeberli, Nucl. Phys. A 316(1979)116
- (Grü 71) W. Grüebler, V. König, A. Ruh, R.E. White, P.A. Schmelzbach R. Risler and P. Marmer, Nucl. Phys. A 165(1971)505 - 507
- (Hae 74) W. Haeberli, in "Nuclear Spectroscopy and Reactions", Part A, edited by J. Cerny, S. 151 - 191, Academic Press, New York and London, 1974

- (Hag 79) W. Hagen, Zulassungsarbeit (1979), Erlangen
- (HarS 70) J.D. Harvey and F.D. Santos (1970) Internal Report, University of Surrey, Guildford, England
- (Hei 77) G. Heil, Dissertation (1977), Erlangen
- (Joh 67) R.C. Johnson, Nucl. Phys. A 90(1967) 289
- (JohS 71) R.C. Johnson and F.D. Santos, Nuclei and Part. 2 (1971)285
- (Kli 77) G. Klier, Dissertation (1977), Erlangen
- (LohH 74) J.M. Lohr and W. Haeberli, Nucl. Phys. A 232(1974) 381
- (RohH 73) N. Rohrig and W. Haeberli, Nucl. Phys. A 206(1973) 225
- (San 76) F.D. Santos, Phys.Rev. C 13 (1976) 1145
- (Sch 76) H.Schnabel, Zulassungsarbeit (1976) Erlangen
- (Sta 78) W. Stach, Jahresbericht 77/78 des phys.Institutes der Uni. Erlangen-Nürnberg, S. 170
- (SteH 75) E.J. Stephenson, W. Haeberli, in Proceedings of the Fourth International Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, 1975
- (Tre 76) H-J.Trebst, Jahresbericht 76 des phys. Institutes der Uni. Erlangen-Nürnberg, S. 95
- (Tun 77) G. Tungate, thesis 1977, Birmingham, unpublished
- (Tur 70) M. Turkiewicz, P. Benoit, J. Delannay and J.P.Fonam, Nucl. Phys. A 143 (1970) 641 - 651
- (Tyl 73) J.V. Tyler, thesis 1973, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin
- (Urb 79) P. Urbainsky, Jahresbericht 77/78 des Phys.Institutes der Uni. Erlangen-Nürnberg, S. 160
- (Yul 68) T.J. Yule and W. Haeberli, Nucl. Phys. A 117 (1968) 1

Ich danke :

Herrn Professor Dr. E. Finckh für die Anregung zu dieser Arbeit, sein Interesse an ihrem Fortgang und seiner ständigen Bereitschaft, alle auftretenden Probleme zu diskutieren.

Herrn Dr. A. Feigel und Herrn Dr. W. Kretschmer für viele Anregungen bei Durchführung und Auswertung der Experimente.

Herrn Dr. W. Stach für die Konstruktion des Tensorpolarimeters.

Herrn Dipl. Phys. P. Urbainsky für das Erstellen des Analysierprogrammes.

Allen Mitarbeitern für ihre bereitwillige Unterstützung bei der Durchführung der Messungen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Kurt Rüska

geboren am : 6. März 1947 in Essen-Kupferdreh

Eltern : Ingenieur Erich Rüska und seine
Ehefrau Annelise Rüska, geb. Brück

Familienstand : verheiratet seit 27. Februar 1976
mit Susanne Rüska, geb. Oberla

Schulen : 1953 - 1957 Volksschule in Bayreuth
1957 - 1966 Humanistisches Gymnasium
in Bayreuth

Wehrdienst : 1966 - 1968 Soldat auf Zeit

Studium : 1968 - 1975 Studium der Physik in Erlangen

Prüfungen : Oktober 1971 Diplom-Vorprüfung in Physik
November 1975 Diplom-Hauptprüfung in Physik

Stellungen : Vom 1.12.1975 bis 31.8.1976 wissenschaft-
licher Angestellter am Physikalischen In-
stitut der Universität Erlangen-Nürnberg
Seit 1. September 1976 Verw.Wiss.Ass. am
Physikalischen Institut der Universität
Erlangen-Nürnberg

Erlangen, den 25. September 1979

Offset — 
Siebdruck
S. Krieglstein

Bierlachsberg 37 85120 Erlangen
Telefon 09121/33907